Abendua · Diciembre

29

19 Oct. 2010 – 28 Nov. 2013

План бъдещи работи (от 9/III 2010):

Ostirala · Viernes

1) VC reversal in Hz field (Rocio)
2) Енерг. бариери V ⇄ SD reversal (Грос, Оксана Ч.) → Subm. APL 6/III
3) SP current induced V. dynamics in F/N/F pillar – написать theory paper
4) Vortex rad. и azim. SW (Katrin, Burkard)
5) Vortex interdot coupling и M(H) in N×N array (Огнев, Осс)
6) Ni – nanotubes M(H) (Ai Ping, Vazquez) – уточн. m. coupling
7) DW in nanotubes (Ai Ping)
8) SW in nanotube – nanopillar arrays (Vazquez, Пряхед)
9) CoCu – paper (Грос, Julian) – current Nanosci.?
10) Оценка TM частот Fe/Si/Fe dot по инт. Гареева – Сравнимость Diotex?
11) Review. JMMM, APL, ICNM'10, JNN, JAP
12) Azim. SW modes in $1\vec{n}_0$ state (exp. Klein)
13) Rectang. and cylindr. Green function (со Слабин) – Subm. JMMM 23/II 11г

Орг. въпроси:

1) Поиск кв./дома, наемане в San Sebastian и конверт. $ → €.
2) Travel Kaiserslautern – Stuttgart (end of Oct.?) – end Nov. – begin. Dec. → Feb. 11
3) Deposit check Hong Kong Univ. – $ 128
4) Проучване docs на bank. credit и покупка дома
5) Подаден Spanish – Portugal travel grant в May 2011
6) Фин. и научн. отчет SAIOTEK Dec. 2010 и перекс конца грант на June'11
7) Подгот. new budget for NSF-MICINN grant
8) Recom. letter for Arantxa и отчет Activity '2009 to I. Isaac
9) Подгот new budget в MICINN – Осс. to Vicerrectorado
10) Вкл. Demokritov в invited sp. to Ordizia'11 – без онлайн
11) Подгот. все docs по NSF-MICINN grant и изпращане на Prof. Oleg SAIOTEK July'10
12) Подгот. песен „Lean", „Uranio", „Fin de semana" to Spanish courses
13) Update CV, publ., grants на Ikerbasque website. Сделан Survey.
14) Abstracts на Conf. в Montpellier, Euromat '2011 и Toronto, Italy, Ordizia'11.
15) Запомнить fakes на MICINN-projects' referees
16) Открыть конкурс на postdoc position для Arantxa
17) Изпълнена процедура в Ayuntamiento и адрес в Policia и Orange

Kos-Greece 'SMM'11, Bilbao-Apr.

15/I → Bilbao

Go 31/III →

363/2

30

31

Larunbata · Sábado

Domingo · Igandea

364/1

52 Aste · Semana

Escaneado con CamScanner

URTARRILA · ENERO 2007

L	M	M	J	V	S	D
1	2	3	4	5	6	7
8	9	10	11	12	13	14
15	16	17	18	19	20	21
22	23	24	25	26	27	28
29	30	31				

OTSAILA · FEBRERO 2007

L	M	M	J	V	S	D
			1	2	3	4
5	6	7	8	9	10	11
12	13	14	15	16	17	18
19	20	21	22	23	24	25
26	27	28				

1

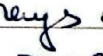
20/I Расчет $W_m(\varphi_n)$ для cluster 2×2 of cyl. dots с Окс. Microvortex $\varphi_n = \pm\frac{\pi}{4} + \pi$ дает $\min W_m$. Проверка Окс подготовки к книге Барьяхтара „Мир" Получил Arantxa расчет. числ. $M(H)$ of 2×2 cluster. Нан

Lunes · Astelehena

21–28/I Поездка S.S. → Porto → Madrid → S.S. 22-24/I Работа с Гелебом над Vortex - barrier APL (а написал Introduction). Разбор papers APL-Mihalović-Hoffmann и Burgess-Freeman PRB, Davis-Freeman-New J. Phys. Обсужд. Нан N×N cluster с Ю. Погореловым 25/I переехал в Madrid, ул. у Океаны. 26–28/I Работа над V. barrier APL с Оксаной: подгонка $M(H)$ кривых By e^{-t/τ_1}, e^{-t/τ_2} и $\ln t/\tau$). Meeting с Фархад:

1) SW dynamics in metastable double vortex state sw по сторонам ромба, соед. vortices и edge AV — возбужд.

2) Spin dynamics в пробитых MTJ F1 - diel. F2 Пробой диэлектрика создает локальную область сильного тока I, который возбуждает vortex в F1. SW - спектр перестраивался: до пробоя - high-f sw, после - low-f TM dynamics поручил это Arantxa. Задача эквивалентна ST-dyn. in nanocontact, но с confined free layer F1.

27/I Meeting с Окс., Фархад, Awad, M. Vazquez: обсужд. FMR измерений by Фархад Co-nanopillar arrays и antidot arrays изготовл. by Vazquez. Short nanopil с L = 150–200 nm, D = 60–70 nm в fcc-Co фазе и с ОЛН ∥ Oz. long pillars (200 nm) are in Co-hcp фазе с  ОЛН ⊥ Oz pillar (oz) и ПЛН resulting anisotropy. Решили начать измер. с antidot arrays, хотя я заинтересован в short nanopillars dense arrays with strong inter-pillar magn. coupling.

28/I Meeting с Mariana и Vazquez - обсуждение $M(H)$ - nanotubes Simulat. by Ai Ping. Обнаружен учет inter-tube m. coupling аналитически to explain experiments на dense Ni - nanotubes arrays.

Meeting с Laura (becaria of Окс. и Vazquez): объяснил требования к pillar arrays для FMR фархада (low H_A fcc-Co, in-plane anisotropy).

$H_n^{vort} \parallel e^{-t/c}$ и lnt описание $M(t)$ с Окс. τ-время захвата Vortex to SD dot, затем освобождение Vortex и квантуем дело с lnt из-за ΔE-распредел. - дефектов

29/I Обсужд. с Julian бюджет NSF-MICINN 2 грант. C. Prieto написал наш budget с 110K total for 3 years и Julian согласен с этим сокращением, хотя при этом не хватит денег даже на postdoc Arantxa (не говоря об Ai Ping). Arantxa посчитала Нан 2×2 FeNi dots array для ○ d = 200 и 300 nm Нан(d) расчет с d, как и должно быть. $M_i(\pi)$ of dots d — сравнить — проверить 364 обсужд. review JAP. Tyberates с Arantxa. Проверка кн. Барьяхтара с Окс., она не дописала ~40 стр. и плохо знает предыдущее, Аркадий не дописала.

30/I С А. на La Concha Playa, downtown, S. Amara, Lidl, lett. from Оксана С.

Закончил и послал новое обзыв на JAP-vort. tyberates, JAP-nanotubes с Ai Ping was published → update Ikerbasque web-page.

31/I Ответы на e-mails to Arantxa y Berkan. С.П. и А. в Amara и La Concha Playa.

Окс. М. расчеты - подгонка $M(t)$ of FeNi dots near vortex H_n.

Semana · Astea

Escaneado con CamScanner

Urtarrila · Enero

SD - Vortex barrier - Hn

2

i) Paper by JW Lau et al. "ΔE to mag. vortex nucleation" APL 88, 012508 (2006). Square poNi dots, a = 7.5 μm, L = 20 nm, TEM observ. Из корреляции к эксп. M(t) определен. $\Delta E \sim (H - H_0)^2$, $\Delta E \sim (1-v)^{2/3}$

Asteartea · Martes

2) P. Gaunt, JAP 59, 4129 (1986): $M(t) = M_0 + S \ln(t/t_0)$

Viscosity $S = -kT\chi_{irr}/\left(\frac{\partial E}{\partial H}\right)$ и visc. coefficient $S_v = \frac{S}{\chi_{irr}} = -\frac{kT}{\left(\frac{\partial E}{\partial H}\right)}$

$S_v = \frac{kT}{M_s V}$, V - активац. объем или $S_v = H_f$. $S = \chi_{irr} H_f$ - формат. поле

$\chi_{irr} = \left(\frac{\partial M}{\partial H}\right)_t$ is irreversible susceptibility. Для vortex nucleation

χ_{irr} просто из ΔM dot при запрокидывании vortex в SD dot.

$\dot{S} = \chi_{irr} \cdot \frac{kT}{M_s V}$. У Lau'ов SD → S-state $\xrightarrow{irr}$ V или DV т.к. dot велик.

У нас SD → (фпп) C-state → (фпп) V, C→V переход необратим, видно

отсюда можно найти $\chi_{irr}(H)$. $S(T,H) = \chi_{irr}(H)\frac{kT}{M_s V}$

$S \sim T$ приближ. выполн. для Dot-ов array в слабых H.

Если $\chi_{irr} = \chi(H)$ сильно падает с H↑, то все ОК.

(1/XI) Note: задача (H_{an}, H_s) для N×N cluster of coupled Co-dots by Oersted может решаться через quadrupolar (q) coupling in double-Vortex (DV) state (VIC). Схема: $H_{an}(d) = H_{an}(\infty) - \frac{M}{d^3} + \frac{q}{d^5}$

В слабом поле может $q \gg \mu$ и H_{an} : , достигать q of DV-dot.

Идея прошлого сем. $q(DV) \gg q(V)\mu s^2$. сем. 4/VII.

Dip-quadrupolar coupling W_{d-q}^{int} может также быть важным для finite N×N array (для ∞ - square array он исчезает в силу симметрии)

Для расчета $q(DV)$ надо $\vec{M}(\vec{s}, \vec{x}_1, \vec{x}_2)$ - DV из $f(z) \sim (z-z_1)(z-z_2)$.

→ Vortex barrier: $p(t) = e^{-t/\tau}$ вероятность отсутствия nucleation из M_1 к M_2 через E - барьер за время t. $\tau = \tau_0 e^{E/T}$

Формула Gaunt'86 для скачков и $S = -kT\chi_{irr}/\left(\frac{\partial E}{\partial H}\right)$ верна для скачков из M_s to $-M_s$ (или наоборот).

$M(t) = pM_1 + (1-p)M_2 \Rightarrow |M_2 = -M_s, M_1 = M_s| \Rightarrow M(t) = M_s(2p-1)$ или

$M(t) = M_s\left[2\int_0^\infty d\tau\, e^{-t/\tau} f(\tau) - 1\right]$. или $e^{-t/\tau(E)} = 0$ if $E < E'$, $e^{-t/\tau(E)} = 1$ if $E > E'$

2/363

$M(t) = M_s\left[2\int_{E'(t)}^\infty dE\, f(E) - 1\right]$, где $E' = kT\ln(f_0 t)$. $f(E)$ - распределен. барьеров

$dM_{irr}(t,H) = \left(\frac{\partial M_{irr}}{\partial \ln t}\right)_H d(\ln t) + \left(\frac{\partial M_{irr}}{\partial H}\right)_t dH = S \cdot d\ln t + \chi_{irr} dH$

Viscosity $S = \left(\frac{\partial M}{\partial \ln t}\right)_H = \frac{\partial M(t)}{\partial \ln t} = 2M_s \frac{\partial}{\partial \ln t}\int_{E'(t)}^\infty dE\, f(E) = 2M_s\left[-\frac{\partial E'}{\partial \ln t} f(E')\right] = -2M_s kT f(E')$

$\chi_{irr} = \frac{\partial M}{\partial H} = 2M_s \frac{\partial}{\partial H}\int_{E'}^\infty dE\, f(E(H)) = 2M_s \int_{E'}^\infty dE \frac{\partial f}{\partial E}\frac{\partial E}{\partial H} \approx -2M_s f(E')\frac{\partial E}{\partial H}$

I Aste Semana

Escaneado con CamScanner

У нас initial state $M_1 = M_{SD}$, final state is M_V for given (H,T)

Lan'2006: вероятность no-jump за время t" если $(1-P)^{fot}$, $P = e^{-E/T}$

$f = f_0 e^{-E/kT}$ – switching rate per unit time. $p(t) = (1-P)^{fot}$.

Надо $p(t) = e^{-t/\tau}$. $\tau = \tau_0 e^{E/kT}$. $e^x = \left(1 + \frac{x}{n}\right)^n = \left(1 + \frac{1}{N}\right)^{Nx}$ $n \to \infty$, $N \to \infty$

$e^{-x} = \left(1 - \frac{1}{N}\right)^{Nx}$. $p(t) = [1-P]^{fot} \overset{?}{=} [1-P]^{f_0 \tau (t/\tau)}$, $f_0\tau = f_0\tau_0 e^{E/kT} = \frac{1}{P}$

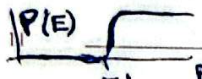
$p(t) = [1-P]^{\frac{1}{P}(t/\tau)} = e^{-t/\tau}$ только если $P \to 0$. $P = e^{-E/kT} \ll 1$.

т.е. подход Lan'06 применим, если $E \gg kT$. Но Lan'06 считает число не прошедших dots (SD → S или S → V), т.к. меряет это by Lorentz microscopy.

Мы же меряем $M(H,T)$: $M(t)|_{H,T}$ и $M(t) = pM_1 + (1-p)M_2$ и $M_1 = M_{SD}(H)$, $M_2 = M_V(H)$

можно $M_1 = M_c(H)$, c = C-state $\widetilde{M}$ до прыжка в vortex state.

$p(t) = e^{-t/\tau} \to p(t) = \int_0^\infty d\tau\, e^{-t/\tau} f(\tau) = \int_{-\infty(0)}^{\infty} dE\, e^{-t/\tau(E)} f(E) = \int_{E'(t)}^{\infty} dE f(E)$



$E'(t) = kT \ln f_0 t$ $M(t) = pM_{SD} + (1-p)M_V = (M_c - M_V)p + M_V$

Viscosity $S = \left(\frac{\partial M}{\partial \ln t}\right)_H = \frac{\partial p}{\partial \ln t}(M_c - M_V)$, $\frac{\partial p}{\partial \ln t} = \frac{\partial}{\partial \ln t}\int_{E'}^{\infty} dE f(E) =$

$= -\frac{\partial E'}{\partial \ln t} f(E') = -kT f(E')$, $S = -kT f(E')(M_c - M_V)$ – M. Viscosity

Здесь $M_V(H)$ и $M_c(H)$ – equilibrium magnetizations at given H and T.

$\chi_{irr} = \left(\frac{\partial M}{\partial H}\right)_t = \frac{\partial}{\partial H}[\Delta M \cdot p + M_V] = \frac{\partial \Delta M}{\partial H} \cdot p + \Delta M \frac{\partial p}{\partial H} + \frac{\partial M_V}{\partial H}$ и не $\sim f(E')$

как в Gaunt'86, ведь $M_c(H)$, $M_V(H)$ и не равны M_S. $M(0) = M_c$.

$p(t) = F(\ln t) = \int_{kT\ln(t f_0)}^{\infty} dE f(E) = \Phi(\infty) - \Phi(kT \ln t) = 1 - \Phi(kT \ln t)$ f_0 $\Phi(E) = \int_0^E dE f(E)$

$f_0 t \approx 10^{10}\,Hz \cdot (t) = |t = 10 - 10^3 s| = 10^{11} \div 10^{13}$, $\ln(10^{11\div13}) = 2.3 \cdot (11 \div 13) = 25 \div 30$

$M(t) = \Delta M \cdot p(t) + M_V$, $p(t) = 1 - \Phi(kT \ln f_0 t)$. $f(E) = \frac{\partial p}{\partial E}$ – распред. барьеров

Можно ~~считать~~ считать $\frac{\partial M_c}{\partial H} = 0$, $\frac{\partial M_V}{\partial H} = 0$ или расчет χ_{irr}: $\chi_{irr} = \Delta M \frac{\partial p}{\partial H}$

$\chi_{irr} = \Delta M \frac{\partial}{\partial H}\int_{E'}^{\infty} dE f[E - E_0(H)] = \Delta M \int_{E'}^{\infty} dE \frac{\partial f}{\partial E}\left(-\frac{\partial E_0}{\partial H}\right) = -\Delta M \frac{\partial E_0}{\partial H}[f(\infty) - f(E')] =$

$S = -kT \Delta M f(E')$ и $\chi_{irr} = \Delta M f(E') \frac{\partial E_0}{\partial H}$ позволяет $= \Delta M \cdot f(E') \frac{\partial E_0}{\partial H}$

Записать $S/\chi_{irr} = -kT / \left(\frac{\partial E_0}{\partial H}\right)$, где $E_0(H) \sim [H - H_n]^d$ – зависимость среднего E от H.

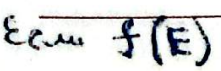
$f(E) \sim \frac{1}{\bar{E}}$, $\bar{E}$ – средний барьер. $\varepsilon = \frac{E}{kT}$ $E \Leftarrow E/\bar{E}$ $p(t) = \int_{\frac{1}{\varepsilon}\ln f_0 t}^{\infty} dE f(E) = 1 - \Phi\left(\frac{\ln f_0 t}{\varepsilon}\right)$.

$\Phi(x) = \Phi(0) + \Phi'_x(0)x = \Phi(0) + f(0)\frac{1}{\varepsilon}\ln f_0 t + \ldots$ $x = \frac{1}{\varepsilon}\ln f_0 t$, $\varepsilon = \frac{\bar{E}}{kT}$.

$p(t) = 1 - \Phi\left(\frac{1}{\varepsilon}\ln f_0 t\right) \approx 1 - \Phi(0) - \frac{f(0)}{\varepsilon}\ln f_0 t + \ldots = \text{const} - f(0)\frac{kT}{\bar{E}}\ln f_0 t -$

$-M(t)$ выражается через $f(0)$ и надо представлять вид $f(E)$.

Например $f(E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(E-\bar{E}_0)^2}{2\sigma^2}}$, $f(0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{1}{2\sigma^2}}$ если E и σ в ед. $\bar{E}$.

Если $f(E)$  то $p(t) = \int_{E'}^{E_2} dE f(E) = \frac{1}{\Delta E}[E_2 - E'] = \frac{E_2}{\Delta E} - \frac{kT}{\Delta E}\ln f_0 t$, $E' > E_1$

Escaneado con CamScanner

$\Delta M = M - M_V$, $\Delta E = E_2 - E_1$. $M(t) = \Delta M\left[\frac{E_2}{\Delta E} - \frac{kT}{\Delta E}\ln kt_0\right] + M_V$. при $E_1 = 0$: $M(t) = M_c - \frac{kT}{E_2}\ln kt_0$

$M(t) = M(t_0) - \Delta M \frac{kT}{E_2}\ln\frac{t}{t_0}$ uniform $f(E)$

4 $E_2 = E_2(H,T)$ – max барьер для перехода $C \to V$

Если $E' < E_1$, то $p(t)$ и $M(t)$ не зависят от t.

Если $E' > E_2$, то $p(t) = 0$ и $M(t) = M_V$ – переход $C \to V$ завершен

$p(t) = 1 - \Phi(\ln kt)$, предполагая Gauss для $f(E)$ можем выразить $M(t)$ через E и β.

Для зависимости $M(t)$ от H надо $M_V(H)$, $M_c(H)$ и $E_2(H)$ найти

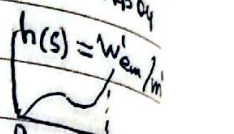
$M_V(H) = M_S \frac{H}{H_{an}}$.

$E_2 = E_{max} - E_c$, M_c смот. п/ч E_c, $E_c, M_c(H)$ из Metlov PRB 04

E_{max} из $W(s)$-Ding's-PRL

$W(s) = W_{em}(s) - hm(s)$, $W'(s) = W'_{em}(s) - hm'(s) = 0$

$W''(s) = W''_{em}(s) - hm''(s) < 0$ при $s = s_m$.



$W(s) = \frac{1}{2\pi^2}\ln(1-s^2) + 2\pi F s^2\left(1 - \frac{1}{4}s^2\right) - h\left[s - \frac{1}{8}s^3\right]$, $m(s) = s - \frac{1}{8}s^3$ из Burgers'10

в eg. $M_S^2 V$

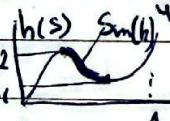
$W'(s) = \frac{1}{2\pi^2}\frac{(-2s)}{(1-s^2)} + 4\pi F s - 2\pi F s^3 - h\left[1 - \frac{3}{8}s^2\right] = 0$, $h = H/M_S$.

$\pi = \frac{R}{l_e} \gg 1$. $W'(s) \cong -\frac{s}{\pi^2} + 4\pi F s - 2\pi F s^3 - h\left[1 - \frac{3}{8}s^2\right] = 0$

$h(s) = \frac{4\pi F s - 2\pi F s^3 - \frac{s}{\pi^2}}{\left[1 - \frac{3}{8}s^2\right]} = s\frac{\left[4\pi F - \frac{1}{\pi^2} - 2\pi F s^2\right]}{\left[1 - \frac{3}{8}s^2\right]} \approx s\left[4\pi F - \frac{1}{\pi^2} + \frac{3}{8}s^2\right]$

$W''(s) = \left(4\pi F - \frac{1}{\pi^2}\right) - 6\pi F s^2 + \frac{3}{4}hs < 0$, $h(s) \approx s \cdot 4\pi F\left[1 - \frac{1}{8}s^2\right]$

$s_m(h)$ падает с $h\uparrow$.



$\max W(s)$ сдвиг. при $h_1 < h < h_2$, при $s < 1$

Аналитически сложно. Лучше численно $s_m(h)$ из $W'(s) = 0$, $W''(s_m) < 0$ и $E_{max} = W(s_m)$. $E_2(h) = E_{max}(h) - E_c(h)$ и $S(T,H) = \frac{kT}{E_2(H)}$.

Но $E_2 = E_2(T)$ слабо через $M_S(T)$, $H_{an}(T)$ будет входить.

2/XI Заполнил и сдал Expense report по trip Madrid - Porto. Договорился с Julian: мне оплатят feb.'2010 билеты плюс (≈200 €) из "SAIOTEK" Spanish Courses. Говорил с Орс. Spanish courses web page. Обсужд. с Орс. DW и SW из Барселоны. Получил APL-paper draft by Vogt по text. и orig. SW vortex state. Оплатил 74€ счет Ibertrola. Кармен Цен, гребень – 37€. Katrin Vogt (Kaiserslautern) прислала APL-draft orig. SW.

3/XI Семинар by A. Hernando. Курсы Spanish с Орс. Кафе с Julian. Обсужд. с Арантха и Орс. Соавт. работы по Co-dot clusters (Одесс). Предложил "Double-vortex" model to explain $H_{an}\uparrow$ $c_{dt}\downarrow$. Звонил to Slavin (NWN-grant и RTNSA) и Пабу (Cola-resubm., обсужд. V. barrier).

4/XI Письмо to Vogt K. и Отчет (by Орс.). Анализ. расчет $\vec{m}(x,y)$ DW dot с Орс. Draft of letter to C. Prieto MICINN об уволнении. Вопросы NSF-MICINN grant.

I. Asic. Бумаги

Для Double Vortex dot $f(z) \sim (z-z_1)(z-z_2)$ и $z_2 = -z_1$, т.к. V. cores
лежат на границе (ρ^0). $m_x + i m_y = \frac{2W(zz)}{1+|w|^2} = W(zz)$ для cores
$W = M|w|e^{i\Phi(x,y)} = e^{i\Phi}$ для cores. $m_x = \cos\Phi$, $m_y = \sin\Phi$, $w = 5/151$.
Как Φ зависит от координат. углов φ? $\Phi = (\pm\frac{\pi}{2}) + q_1 \operatorname{arctg}\left(\frac{y-Y_1}{x-X_1}\right) + q_2 \operatorname{arctg}\left(\frac{y-Y_2}{x-X_2}\right)$
Надо $f(z) = e^{i\varphi_0}(z-z_1)(z-z_2)$. $f(z) \underset{z\to z_1}{=} e^{i\varphi_0} 2z_1 (z-z_1)$
$\operatorname{Arg}(f) = \varphi_0 + \arg(z_1) + \arg(z-z_1)$. Для вортекса $z \to z_1$
Надо $\varphi_0 + \arg(z_1) = \frac{\pi}{2}$. $\varphi_0(X_1,Y_1) = \frac{\pi}{2} - \operatorname{arctg}\frac{y_1}{x_1}$
$z \to z_2$ $f(z) = e^{i\varphi_0}(-2z_1)(z-z_2)$, $\varphi_0 + \pi + \arg(z_1) = -\pi/2$, т.к.
Vortex (z_1) и vortex (z_2) должны иметь opposite ↻!
Имеем $\varphi_0 = \frac{\pi}{2} - \arg(z_1)$. $\Rightarrow$ $f(z) = e^{i\varphi_0}(z^2 - z_1^2)$ — описывает
double-vortex state с центрами Vortices при z_1 и $z_2 = -z_1$.

5/XI // Обсудил с Julian и послал new budget to C. Prieto – MICINN. Решил сомн. с урезанием всех сумм, кроме 3/на postdoc (1 postdoc на 2 years). // Вычисл. $Q_{\alpha\beta}(DV)$ с Окс.
Беседа с Окс. об ком. подходе к $\vec{m}(x,y)$ и написание темы Master Thesis: дать одну – две простые задачи по dots с изящ. отжигом. // Получил New Budget 133 k€ по MICINN-Окс. грант.

6/XI Написал и subm. рекоменд. письмо для Arantxa to BCAM (Basque Center Appl. Math.).
Расчет компонент $Q_{\alpha\beta}$ для Double-vortex state. Quadrupolar moments
Vortex-Interdot-Coupl. mod." MEAD показал $Q_{xx} = Q_{xy} = Q_{yy} \simeq 0$
" $Q_{xz} = \int d^3\vec{r}\,[3M_x z + 3M_z x] = 3\int_0^L dz\, z \int d^2\vec{\rho}\, M_x(\rho,\varphi,\vec{X}_1) =$
$= \frac{3}{2}L^2 \frac{M_x}{L}$. $M_x = \int d^3\vec{r}\, M_x = L\int d^2\vec{\rho}\, M_x(\rho,\varphi,\vec{X}_1)$. $Q_{xz} = \frac{3}{2}L M_x = Q$

Сол. 4/VII $H_m^{\gamma}(\text{int}) = (\text{dip}) - \sum_\alpha \frac{r_\alpha}{r^5} Q_{\gamma\alpha} + \frac{5}{2}\sum_{\alpha\beta}\frac{r_\alpha r_\beta r_\gamma}{r^7} Q_{\alpha\beta}$
Если $Q_{\alpha\beta} = Q\delta_{\alpha x}\delta_{\beta z}$, $\sum_\alpha r_\alpha Q_{\gamma\alpha} = \sum_\alpha r_\alpha Q \delta_{\gamma x}\delta_{\alpha z} = z Q \delta_{\gamma x}$
$\sum_{\alpha\beta} r_\alpha r_\beta r_\gamma Q_{\alpha\beta} = \sum_{\alpha\beta} r_\alpha r_\beta r_\gamma Q \delta_{\alpha x}\delta_{\beta z} = Q x z r_\gamma$ 5/360
$H_m^{\gamma}(\text{int}) = (\text{dip}) - \frac{1}{r^5} z Q \delta_{\gamma x} + \frac{5}{2}\frac{1}{r^7} Q x z r_\gamma$, $H_m^x(\text{int}) = (\text{dip}) - \frac{Qz}{r^5} + \frac{5}{2}\frac{Q x^2 z}{r^7}$

Если $\vec{r} = z\hat{x}$, то $H_m^x(\text{int}) = (\text{dip}) + \frac{3}{2}\frac{Qz}{r^5}$, $\vec{r} = (x,y,z)$
Larunbata · Sábado Domingo · Igandea
$\frac{5}{2}x^2 - r^2 = \frac{3}{2}x^2 - y^2 - z^2$ и $H_m^x(\text{int}) = (\text{dip}) + \frac{Qz}{r^7}\left[\frac{3}{2}x^2 - y^2 - z^2\right]$ 7/358
6/359

$H_m^x(\text{int}) \simeq (\text{dip}) + \frac{3}{2}\frac{3}{2}\frac{LM_x}{d^5}L = \frac{2M_x}{d^3} + \underbrace{\frac{9}{4}\frac{M_x}{d^3}\frac{L^2}{d^2}}_{\text{quadr.}}$ — видно, что хотя и quadrup. term имеет "+" sign, но он в $(L/d)^2$ раз меньше дипольного ч., т.е. пренебрежимо мал, т.к. $L/d \ll 1$, $d = |\vec{r}|$.
Чтобы quadrup. эффекты выглядели значительными, надо $\vec{M}$ dot с $Q_{xx}, Q_{xy}, Q_{yy} \neq 0$.

Note: Во всех $Q_{\alpha\beta}$ пренебрегал V. cores и edge-antivortices, это разумно для $R \gg L$

Semana · Aste 1

Escaneado con CamScanner

7/XI Spanish homework „Visita on San Sebastian". Homeworks на ул. Ortamila. Enero д. Вернулся из Barcelona. Звонил маме в Киев.

8/XI Продолжил численное моделирование экспериментов M(H) by Oriol на Co-dot clusters (см. предыдущие images и M(H) с f = 1-2 Hz - не будущественное изменение) также упомянул AF-M ordering в dot cluster и quadrupolar interaction (Q_αβ (double vortex) очень мал) Astelehena. Lunes dot Быстро экспоненциально by dip. shift than, By AFM - ground state, by quadrupole ground state of Double-domain dots обрезать не буду. А на самое обсуждение - времени нет. Согласен с Oriol. new Model theses plan: 1) H_c of VC in Hz; 2) ω_nm - BLS by Vogt; 3) F/M/F-TM fit 4) W_int(d) of square array of vortex dots. Отношение to Oriol. rad. и azim. SW в Vortex state. Учебник по физике MICINN с Oriol и. to Vicerrectorado, Spanish courses. Oriol назвал расчет ω_n0(β) по Gus' PRB'05 для сравнения с Vogt. // d. поправить на 10. в Barcelona 3.4-7/XI : 350€ metal cards 150€ cash. // AFL-M(b) abut fitting.

9/XI Обсуждение с Arantxa dip. μ и quadr. q moments of double dot. Vortex dot. q ~ 10^-3 Вольт, а μ ≤ 0.1 (in Bs) мало по сравнению с analyt. DV-model-Oriol. DV is metastable for isolated dot but unstable for 4-dot cluster, где S-state → V-state SD → S-state (нижние два H_n, H_n падают с ростом interdot m. coupling. Spanish courses. // Oriol назвал ω_n0(β) - finite b) (L, R) finite pinning ω_n^2 ~ f[1-f] - finite correction to N_22

10/XI JAP-ST-Arantxa accepted. Spanish courses. Radial SW in Vortex st. radial modes с Oriol. Катя подготовила, theor - ω(k) - DE или rect. dot

, Oriol k_y = k_z = 0, но $k_x = k_\beta = \frac{n\pi}{R}$.

$$\omega^2(k_x, k_y) = \omega_M^2 \left[\frac{\omega_H}{\omega_M} + f(kL)\frac{k_x^2}{k^2}\right]\left[\frac{\omega_H}{\omega_M} + 1 - f(kL)\right], \quad M_0 \parallel Oy$$

Dot Vortex unshifted ω_R = 0 и k_y = 0 : $\frac{\omega^2}{\omega_M^2}(k) = f(kL)[1-f(kL)]$

$kL \to k_n L = \frac{d_n}{R} L = \beta d_n$ если d_n корень J_1(x) = 0 или J_1'(x) + dJ_1(x) = 0.

В Gus' PRB'05 решение v. radial modes $\left(\frac{\omega_n}{\omega_M}\right)^2 = f(\beta d_n)$.

То точнее (см. 30/X отч.): $\omega^2 b(\rho) = \int d\rho' \rho' \Gamma(\rho\rho') b(\rho')$

$\Gamma(\rho\rho') = -\int dz_2 d_{22}(\rho, z) d_{22}(z, \rho')$, $d_{22} = -\frac{1}{\beta}\int dk [1 - e^{-\beta k}] J_0(k\rho) J_0(k\rho')$

$d_{22} = \int dk k f(\beta k) J_1(k\rho) J_1(k\rho')$. Учет $d_{22}(\rho, \rho') \neq -\frac{(4\pi)^2}{\beta}\delta(\rho - \rho')$ дает

8/35 более точное СЗ $\omega_n^2(\beta)$, в пр. приближении $\omega_n^2 = f(\beta d_n)$.

Берем ортогон. СФ нормированы. $\psi_n(\rho) = \frac{1}{\sqrt{N_n}} J_1(d_n \rho)$ и считаем матрицу эл. $\Gamma(\rho\rho')$.

$\Gamma_{nm} = \langle n|\hat{\Gamma}|m\rangle = \int d\rho\rho \int d\rho'\rho' J_1(d_n\rho)\hat{\Gamma}(\rho\rho') J_1(d_m\rho) \to \Gamma_{nm} = \langle\psi_n|\hat{\Gamma}|\psi_m\rangle$

$\Gamma_{nm} = f(\beta d_m) \int dk k [1 - f(\beta k)] I_n(k) I_m(k)$, $I_n(k) = \int d\rho\rho J_1(d_n\rho) J_0(k\rho)$

СФ $b(\rho) = \sum_n C_n \psi_n(\rho) \to$ сек. ур. $\det(\omega^2 \delta_{mn} - \Gamma_{mn}) = 0$. $\Gamma_{\mu\nu}$: $\Gamma_{mn} = \delta_{mn} f(\beta d_n)$ при $\beta \to 0$ main approx

Escaneado con CamScanner

Если хотим узнать β точнее где $\omega_n^2 = f(\beta d_n)$, то надо либо решать точнее инт. ур. с $g_{\rho\rho}$ - ядром, или еще точнее с $\Gamma(\rho\rho')$ ~ $g_{zz} g_{\varphi\varphi}$ ядром.

Упрощение $I_n(k) = \int d\rho\rho J_1(d_n\rho) J_0(k\rho)$. k только если окажется $\Gamma_{nm} = f(\beta d_m) \int dk k \left[1 - f(\beta k)\right] I_n(k) I_m(k) = \delta_{nm} f(\beta d_m)\left[1 - f(\beta d_m)\right]$

то $\omega_n^2 = f(\beta d_n)\left[1 - f(\beta d_n)\right]$, придем к $\approx$ закону дисперсии $\omega^2(k) = f(kL)\left[1 - f(kL)\right]$ с $k_n = n\pi/R$

Возможно ли при $\frac{R}{L} \gg 1$ $I_n^2(k) k = \delta(k - d_n)$?

Из сек. ур. $\det(\omega^2 \delta_{mn} - \Gamma_{mn}) = 0$ можно численно найти $\omega_n(\beta)$, $n = 1, 2, \ldots$

Промоделировать. Окс. находила мне Бочарову, позвала убрать мусор и проверила сама. Обсужд. расчета $\omega_n(\beta)$ - radial из рец. Int. equation.

(11/XI) Числ. решение инт. ур. V. Zabil modes: решая Γ_{mn} - матрицы из $J_1(d_n\rho)$ - функциях можно в MATHEMATICA (нужно знать) Попали письмо из Китая "Обкр. банк. среда в MICINN. grant и запрос MICINN grant info из Vicerrectorado. обсужд. APL-R(H) работ с Михаилом и Julian. вопросы у Julian орг. переселение Д.В. „Resa" residencia. Звонил Окс. и Юле. MathCad считает Γ_{mn} без проблем, но только $\omega_n^2 \sim g_{\rho\rho}(\beta)$ недостаточно to explain exp. Vogt.

(12/XI) CEMAG - meeting, доклады и обед. Окс. показала MATH - программу по расчету $\omega_n(\beta)$. Это ($g_{\varphi\varphi}$) достаточно для экс. $\beta \ll 1$, но для $\beta = 0.16$ ($R = 250$ нм) надо учесть g_{zz} как $3\sigma/\bar{\nu}\,\Omega_2$. Для окончат. eqs для расчета $\omega_n^2 \sim g_{zz}(\beta) g_{\rho\rho}(\beta)$, но она не может посчитать $\int d\rho\rho J_1$ интеграл. С Окс. чуб. обсуждение и в Porto Viejo (Pintxos). След. CEMAG - в Brage Arantxa послала grant - docs to Vicerrectorado (MICINN). 2011 June-July.

(13/XI) С л. в „La Perla", Ondarreta и Lidl.

$$\int_0^R d\rho\rho J_1(k\rho) J_1(d\rho) = \left|\begin{matrix}\frac{\rho}{L} = r \\ kL = x\end\right| = L^2 \int_0^{R/L} dr r J_1(xr) J_1(x'r) = L^2 \int_0^\infty (\ldots) - \int_{R/L}^\infty (\ldots) =$$

$$= L^2 \frac{1}{x} \delta(x - x') - \int_{R/L}^\infty dr(\ldots) = \frac{1}{k}\delta(k - d) - \int_{R/L}^\infty dr r J_1(xr) J_1(x'r)$$

Можно считать $\int_0^R d\rho\rho J_1(k\rho) J_1(d\rho) = L^2 \int_0^{R/L} dr r J_1(xr) J_1(x'r) \overset{R/L \gg 1}{\simeq} \frac{1}{k}\delta(k - d)$, тогда

(см. 8/V, 30/V 09г.) $\Gamma_{mn} = f(\beta d_m) \int dk k \left[1 - f(\beta k)\right] I_n(k) I_m(k)$, $I_n(k) = \int d\rho\rho J_1(d_n\rho) J_0(k\rho)$

$1 - f(x) = 1 - \left[1 - \frac{1}{x}(1 - e^{-x})\right] = \frac{1}{x}(1 - e^{-x})$. $\Gamma_{mn} = \frac{1}{\beta} f(\beta d_m) \int dk \left[1 - e^{-\beta k}\right] I_n(k) I_m(k)$

$g_{\rho\rho} \cdot g_{zz}(\rho, \rho') \sim \int dk \left[1 - e^{-\beta k}\right] J_0(k\rho) J_0(k\rho')$ можно вычислить явно через эл. функции.

Тогда $\Gamma_{mn} \sim \int d\rho\rho J_1(d_n\rho) \int d\rho' \rho' J_1(d_m\rho') K(\rho, \rho')$.

Полезно (21/I 2002) $\Lambda_\mu(k, k') = \int_0^R d\rho\rho J_\mu(k\rho) \cdot J_\mu(k'\rho) \overset{R/L \gg 1}{\simeq} \frac{2}{\pi} \frac{\sin(k - k')R}{(k^2 - k'^2)} \overset{k \to k'}{\to} \frac{R}{k}$

$\int_0^\infty dt J_0(\alpha t) J_0(\beta' t) e^{-\beta t} = \frac{1}{\pi\sqrt{\rho\rho'}} K(k)$, $g_{zz}(\rho\rho') = -\frac{4\pi}{\beta} \int dk \left[1 - e^{-\beta k}\right] J_0(k\rho) J_0(k\rho')$

См. $I_{\lambda\mu\nu}(R, r, z) = \int_0^\infty ds s^\lambda J_\mu(sR) J_\nu(sr) e^{-s|z|}$ — J. Comsay, IE³ПМ 37, 2977 (Соч.)

$I_n(k) = \int_0^R d\rho\rho J_1(d_n\rho) J_0(k\rho)$. $I_{110}(R, r, 0) = \int_0^\infty ds s J_1(sR) J_0(sr)$

$I_n(k) = L^2 \int_0^{R/L} dr r J_1(d_n r) J_0(xr) \overset{R/L \gg 1}{\approx} L^2 \cdot I_{110}(d_n, x)$, $kL = x$, $\frac{k}{\pi}\frac{L}{R} = d_n$.

Semana • Aste 2

Escaneado con CamScanner

10 $I_{110}(d,x) = \frac{k\left[k^2(d^2-x^2)E(k) + 4dx(1-k^2)K(k)\right]}{8\pi(1-k^2)\,d^{5/2}x^{3/2}}$

Здесь $k^2 = \frac{4dx}{(d+x)^2}$, $1-k^2 = \frac{(d+x)^2 - 4dx}{(d+x)^2}$

$I_{110}(d,x) = \frac{k\left[4dx(d^2-x^2)E(k) + 4dx(d-x)^2K(k)\right]}{8\pi(d-k)^2\,d^{5/2}x^{3/2}}$

8 $I_{110}(d,x) = \frac{2\sqrt{dx}}{(d+x)}\,4dx\cdot\frac{\left[(d+x)E(k) + (d-x)K(k)\right]}{8\pi(d+x)\,d^{5/2}x^{3/2}} =$

$= \frac{1}{\pi}\frac{1}{d\cdot(d+x)^2}\left[(d+x)E(k) + (d-x)K(k)\right]$, $k = \frac{2\sqrt{dx}}{(d+x)}$

$I_n(x) \sim I_{111}(d,x)$ имеет резкий пик при $x \approx d$ ($k_n z \frac{d_n}{R}$)

при $R/L \to \infty$ (ведь при $R/L \to \infty$ $I_n(x) = L^2 I_{110}(d,x)$ только).

$K(k \underset{x\to d}{\to} 1) = \infty$, но $K(k) \sim \ln(x-d)$, поэтому интеграл

$I_n(z) = \beta\int_0^{1/\beta} dr\, r\, J_1(d_n' r) J_0(kr)$; $\Gamma_{mn} = \frac{f(\beta d_m)}{\beta^2}\int_0^\infty dx\left[1-e^{-\beta x}\right] I_n(x) I_m(x)$

$x = k\beta$ (все в ед. R, или $R=1$). $z = r/\beta$. $d_n' = d_n\beta$. $\Gamma_{mn} = f(\beta d_m)\frac{1}{\beta^2}\int dx\, x\left[1-f(x)\right] I_n(x) I_m(x)$

$F_n(k) = \int_0^1 d\rho\,\rho\, J_1(d_n\rho) J_1(k\rho)$, $|F_n(k)|^2$ имеет max при $k \approx d_n$, но $k_{max} < d_n$ и число max растет с n, хотя max $k \le 1$ (см. Sid Vi...)

$\omega_n^2 = f(\beta d_n)$ экспоненциально при $\beta \ll 1$, давая только (когда $g_{zz} \sim \delta(\rho-\rho')$)

$\int_0^1 d\rho\,(\dots)$ или $L^2\int_0^{1/\beta} dr\, r\,(\dots)$ – неважно, замена $r = \frac{\rho}{\beta}$ ничего не дает.

И $I_n(k)$ заменить на $I_{110} \sim \int_0^\infty dx\,(\dots)$ не удается.

Замена находит смысл если считать $d_n' = d_n$ и x параметром не зависящим от β, но это не так.

и $J_1(kk') = \int_0^R d\rho\,\rho\, J_1(k\rho) J_1(k'\rho) \underset{R\to\infty}{=} \frac{\sin(k-k')R}{(k^2-k'^2)\pi}$ только

если k, k' не зависят от R. У нас $k \sim d_n/R$.

$F_n(k) \approx \frac{1}{k}\delta(k-d_n)$ более или менее разумно (независимо от β!)

А вот $I_n(k) = \int_0^1 d\rho\,\rho\, J_1(d_n\rho) J_0(k\rho)$ на $\delta(x)$ никак не заменить.

Надо искать Γ_{mn} – численно либо $\int d\rho\,\rho$ от $g_{zz}(\rho\rho')$ – аналитически либо $\int dk\,(\dots) I_n(k) I_m(k)$.

10/355

→ **Вывод**: а) $\omega_n^2 = f(\beta d_n)$ – плохо для экс. Voigt (особенно при $\beta > 0.1$ и $n \gg 1$)

б) $d_n \to \gamma_n$ из $\gamma_n J_1'(\gamma) + d J_1(\gamma) = 0$ слабо влияет, т.к. $d \gg 1$ даже при $\beta_{max} = 0.16$; в) числ. расчет Γ_{mn} и сеч. пр. на $\rho\rho'$ дает (см. Jeffers) хорошее опис. всех частот $\omega_n(\beta)$, кроме $\beta = 0.16$, $n = 1$.

г) $\omega_n(\beta)$ для $\beta > 0.1$ опис. только с учетом $g_{zz} \neq -\frac{4\pi}{\beta^2}\delta(\rho-\rho')$

2 Aste Asteazkena

Можно только численно. $I_n(k)$ и $\omega_n(\beta)$ аналитически найти не удается.

Escaneado con CamScanner

$g_{zz}(\rho\rho') = -\frac{4\pi}{\beta}\int_0^\infty dk\,[1-e^{\beta k}]\,J_0(k\rho)J_0(k\rho')$, или лучше

$$g_{zz}(\rho,\rho') = \frac{8}{\beta}\left[\frac{1}{(\rho+\rho')}K\left(\frac{2\sqrt{\rho\rho'}}{\rho+\rho'}\right) - \frac{1}{\sqrt{(\rho+\rho')^2+\beta^2}}K\left(\frac{2\sqrt{\rho\rho'}}{\sqrt{(\rho+\rho')^2+\beta^2}}\right)\right]$$

$K(k)$ – полный эл. интеграл. В k-представл. MathCad не считает Γ_{mn}.

30/X 2003г. $\omega^2 B(\rho) = \int d\rho'\rho'\,\Gamma(\rho\rho')B(\rho')$, $\Gamma(\rho\rho') = -\int dzz\,d_{zz}(\rho,z)d_{\rho\rho}(z,\rho')$

$g_{zz} = 4\pi d_{zz}$. $\Gamma_{mn} = \int d\rho\rho\,J_1(d_m\rho)\int\Gamma(\rho,\rho')d\rho'\rho'\,J_1(d_n\rho')$

$\int d\rho'\rho'\,\Gamma(\rho\rho')\,J_1(d_n\rho') = \int d\rho'\rho'J_1(d_n\rho')(-1)\int dzz\,d_{zz}(\rho,z)d_{\rho\rho}(z,\rho') =$

$= -\int dzz\,d_{zz}(\rho,z)\int d\rho'\rho'\,J_1(d_n\rho')\int dkk\,f(\beta k)J_1(kz)J_1(k\rho') =$

$= -\int dzz\,d_{zz}(\rho z)\int dkk\,f(\beta k)J_1(kz)\underbrace{\int d\rho'\rho'\,J_1(d_n\rho')J_1(k\rho')}_{(1/k)\,\delta(k-d_n)} =$

$= -f(\beta d_n)\int dzz\,d_{zz}(\rho,z)\,J_1(d_n z)$

$\Gamma_{mn} = -\int d\rho\rho\,J_1(d_m\rho)\,f(\beta d_n)\int_{z\to\rho'} dzz\,d_{zz}(\rho z)J_1(d_n z) = -f(\beta d_n)\int d\rho\rho\int d\rho'\rho'J_1(d_m\rho)d_{zz}(\rho\rho')J_1(d_n\rho')$

$\to \Gamma_{mn} = -\frac{1}{4\pi}f(\beta d_n)\int d\rho\rho\int d\rho'\rho'\,J_1(d_m\rho)\,g_{zz}(\rho,\rho')\,J_1(d_n\rho')$, $g_{zz}\xrightarrow[\beta\to 0]{}\frac{-4\pi}{\rho}\delta(\rho-\rho')$

при $\beta\to 0$ $\Gamma_{mn} = f(\beta d_n)\int d\rho\rho\,J_1(d_m\rho)J_1(d_n\rho) = f(\beta d_n)N_n\delta_{mn}$.

Т.е. если применить приближение $\int d\rho'\rho'\,J_1(d_n\rho')J_1(k\rho') = \frac{1}{k}\delta(k-d_n)$ или $J_1(d_n\rho)$ авт. СФ оператора $d_{\rho\rho}$, то у больших β сводится к диагонализ. матрицы Γ_{mn}, где матр. эл. определяются g_{zz} только.

Сек.ур. $\det(\omega^2 N_n\delta_{mn} - \Gamma_{mn}) = 0$ или $\det(\omega^2\delta_{mn} - \Gamma_{mn}) = 0$ для корня на „1" СФ.

$K(k) = \int_0^{\pi/2}\frac{d\varphi}{\sqrt{1-k^2\sin^2\varphi}}$, $K(k) \underset{k\to 1}{\sim} \ln|k-1|$..

„Vortex-radial-modes.mcd"

Для $\beta = 0.16$ ($R = 250$ nm) MathCad дает в ρ-представл. $\min\omega_1 = 11{,}1$ GHz тогда как эксп. частота $\nu_1 = 9{,}2$ GHz. (При $N = 8$).

ω_1 ($\beta = 0.16$) медленно падает с N?, но $N > 8$ MCad считает долго.

Для $N = 15$ $(\omega_1)_{min} = 3{,}6$ GHz, но расчету верить нельзя, т.к. СЗ ω_n не упорядочены в порядке роста и СФ имеют много узлов.

(15/XI) Послал подписи мои и Angel to „Китха" (MICINN) с Окс. Беседа с Julian о грантах: (1) SAIOTEK либо продлят до June '11, либо (лучше) списать все деньги на физ. з/пл. участников и оставить эту сумму себе в резерве на 2011-год (когда SAIOTEK закончит. в Dec '10 и надо отдать) (2) расписать real budget MICINN – оксанойч., сом. с Julian и послать to Vicerectorado (25 k€/year на travel + 1 год postdoc) (3) по NSF-MICINN grant дождаться approval of new budget by C. Prieto. Если не утвердят, то согласится на то предлож. 110 k€

Расчет v.radial modes с Окс. по exp. Vogt. E-mail to K. Vogt. Spanish Courses

(16/XI) Обсудили MICINN-Окс. budget с Julian и послали его в Vicerectorado. Испыт. Arantxa's корректуру. Получил new Comp. „Toshiba" 13.4". Spanish. Расчет ω_1 – rad.SW с Окс. —

Escaneado con CamScanner

Видно $\omega_1(N)$ падает с ростом N - размера матрицы Γ_{mn}, к-рую
Lunes 12 Enero Value Vogt = 9.2 GHz для $\beta = 0.16$. Выбрал и закачал 2
наконец-то скачал. 3SN appl. для Антона. Draft letter о проф. отп
(17/XI) Сказал Анатолю, что в Jan' 2011 обязательно postdoc конкурс, отп
послал в Vicerrectorado Eloginer MICINN'у. Окс. фонд
писаний по годам и совмест. послал letter to Regina Moreno
Martes 13 Уточнил "SAIOTEK" до June 30, 2010. Spanish. Вернулся к Ан
Расчет матрицы Γ_{mn} $N \times N$ увеличивая N, для $\beta = 0.16$
(18/XI) надо $\omega_n(\beta)$ для $\beta \ll 1$ подгонять по универс. формуле с Γ_{mn} для
и сравн. с exp Vogt. $\beta = 0.16$, $n = 1$ — по формуле Γ_{mn} с g_{zz}
Письмо из SAIOTEK, уведом. неопределенность фин. отчет Jan-June
(computers и Окс. кир не вкл., а вкл. З/пл.). Обсужд. с Julian
Miércoles 14 предложение MICINN comp. NSF-MICINN grant до 110 kE. Он отказ
надо согласование. Расчет rad.-SW с Окс. Обед с Az. и Ок. Прилетел
2 пасс. лампы. Обсужд. с Julian и Окс. доклада Nov. 29 Nanoscience
Jueves 15 Vogt: FeNi dots, $L = 40$ nm, $R = 250$ nm, 750 nm, 1 μm, 2 μm, 2.5
$\beta = L/R$ в интервале 0.016 — 0.16. Radiosl SW для $\beta = 0.16$ через g_{zz} g_{xx}
Окс. для $\beta = 0.16$ получила $\omega_1 = 9.2$ GHz с $M_s = 750$ G при $N = 16$

M_s = 750 G	β	GHz ω_1	ω_2	ω_3	ω_4	ω_5	ω_6	ω_7	ω_8	ω_9	ω_{10}	ω_{11}	ω_{12}	ω_{13}	ω_{14}
	0.016	4.27	5.87	7.06	8.07	8.92	9.68	10.36	10.98	11.54	12.07	12.55	13.01	13.43	
	0.020	6.53	7.85	8.94	9.87	10.69	11.42	12.08	12.68		13.23	13.74			
	0.040	4.76	6.63	9.01	10.74	12.12	13.26	13.26	14.24						
	0.053		7.58	10.24	12.14	13.62	14.83								

Брал $N = 17$, g_{xx} - к мат. элем. $J_1(dg)$ ✓ согласие с exp. плохое, $\Delta\omega > 1$ GHz

(19/XI) Сделал с Агентура on-line accept of NSF-MICINN grant. Агентура копия docs generated to Vicerrectorado. Julian послал Окс. в отпуск на м. Agua Quema обнял. Просил сделать 1–2 slides результатов моей sub-group за 2009–10 для 29 Nov. Будет доклад Vikto Обсужд. с Окс. NanoGune – talk, enrollment и $\omega_n(\beta)$ rad.-SW расчет $\beta = 0.053$ в k-пространстве. g_{xx}: $\int dg\, g\, J_1(dg) J_2(kg)$ по формулам Полиа
Martes 16 Master. degree надо подыскать время и деньги. Обсужд
(20/XI) С Л. в "Lacunba", шенуар, bidi, Super BM. Текст paper с K. Vogt

(21/XI) Для $\beta = 0.16$ учет g_{zz} обеспечен, но он сильно зависит от N. g_{zz} g_{xx} – расчеты Γ_{mn}
Для $\beta = 0.053$, 0.04, 0.02, 0.016 тоже желателен g_{zz} расч.
Especial para $\beta = 0.053$ или $\beta \ll 1$, но n "велико". Учет g_{zz}
Lunes 17 Domingo Igandea
попробуем разложить $g_{zz}(gg')$ в g-пространстве по β.

$$\frac{1}{\sqrt{\zeta^2 + \beta^2}} = \left| \begin{array}{l} \zeta = g + g', \text{ разлож. по } \frac{\beta}{\zeta} \text{ получается при } g = g' = 0, \text{ но } (dgdg'gg'(\ldots) \\ \text{убирает сингуляр. после } \beta^2\text{-члена} \end{array} \right.$$

$$= \frac{1}{\zeta}\left(1 + \beta^2/\zeta^2\right)^{-1/2} = \frac{1}{\zeta}\left[1 - \frac{1}{2}\frac{\beta^2}{\zeta^2}\right], \quad \frac{1}{\sqrt{\zeta^2+\beta^2}} K\left(\frac{2\sqrt{gg'}}{\sqrt{\zeta^2+\beta^2}}\right) = \frac{1}{\zeta}\left[1 - \frac{1}{2}\frac{\beta^2}{\zeta^2}\right] \times$$

$$\times \left[K\left(\frac{2\sqrt{gg'}}{\zeta}\right) + K'\left(\frac{2\sqrt{gg'}}{\zeta}\right)\left(-\frac{1}{2}\frac{\beta^2}{\zeta^2}\right)\right] = \frac{1}{\zeta}K\left(\frac{2\sqrt{\ }}{\zeta}\right) - \frac{1}{2}\frac{\beta^2}{\zeta^3}K\left(\frac{2\sqrt{\ }}{\zeta}\right) - \frac{1}{2}\frac{\beta^2}{\zeta^3}K'\left(\frac{2\sqrt{\ }}{\zeta}\right)$$

так плохо т.к. если сингл. член $\sim \frac{\beta^2}{(g+g')^4}$, который не исчезает при интегр. по g, g', а будет $\sim \ln\rho|_{\rho\to 0}$ но т.к. $J_1(dg) \sim \rho$, то это интегр. сход

Escaneado con CamScanner

Escaneado con CamScanner

Но надлуг сингулярная $K(x), K'(x)$ при $x = \frac{2\sqrt{ss'}}{s+s'} \approx 1$, $s = s'$.

$g_{zz}(ss') = -\frac{4\pi}{\beta}\delta(s-s')$, $\delta(x) = \frac{1}{\beta\sqrt{\pi}} e^{-x^2/\beta^2}$ — полубесконечен.

Или $\delta(x) \xrightarrow{\beta\to 0} \frac{1}{\beta\sqrt{\pi}}$. Может $g_{zz}(ss') = -4\pi \int_0^{1/\beta} dk\, k\, J_1(ks) J_1(ks') = -4\pi \cdot \frac{2}{\pi} \frac{\sin(s-s')/\beta}{(s^2-s'^2)} \underset{\beta\to 0}{=} -4\pi \frac{1}{\beta}\delta(s-s')$

Почему и $\sin(1)$ имеет широкие максимумы. Самое нужное всем.

$K(k) = \int_0^{\pi/2} d\varphi \frac{1}{\sqrt{1-k^2\sin^2\varphi}}$ и $kK(k) - K(k_1)k_1 \sim \frac{k}{\sqrt{1-k^2\sin^2\varphi}} - \frac{1-k_1}{\sqrt{1-k_1^2\sin^2\varphi}}$ при $\Delta k \ll k$.

$K(1k) = \ln\frac{4}{k'} + \frac{1}{4}\left[\ln\frac{4}{k'} - 1\right]k'^2 + \dots$ при $k' = \sqrt{1-k^2} \to 0$, $k \to 1-0$.

$g_{zz}(s,s')$ имеет сингулярность при $s = s'$ типа $\ln|s-s'|$.

$k'^2 = 1 - k^2 = 1 - \frac{4ss'}{(s+s')^2+\beta^2} = \frac{(s-s')^2+\beta^2}{(s+s')^2+\beta^2}$. Тогда взаимодействие

$g_{zz}(ss') = -\frac{8}{\beta}\left[\frac{1}{(s+s')}\ln\left\{4\sqrt{\frac{(s+s')^2}{(s-s')^2}}\right\} - \frac{1}{\sqrt{(s+s')^2+\beta^2}}\ln\left\{4\sqrt{\frac{(s+s')^2+\beta^2}{(s-s')^2+\beta^2}}\right\}\right]$ —

— это хорошо воспроизводит $g_{zz}(s,s')$ лишь при $|s-s'| < 0.03$, а потом оно < 0.

$F(k) = kK(k)$, $\frac{dF}{dk} = K(k) + k\frac{dK}{dk}$, $F(k_0+\Delta) \approx F(k_0) + \left[K(k_0) + k_0 K'(k_0)\right]\Delta$.

$k_0 = \frac{2\sqrt{ss'}}{(s+s')}$ может $= 1$. $k\frac{\partial K(k)}{\partial k} = \frac{1}{k'^2}E(k) - K(k)$

$K(k) + k\frac{\partial K(k)}{\partial k} = \frac{d}{dk}F(k) = \frac{1}{k'^2}E(k)$, $E(1) = 1$ не сингул. при $k\to 1$, $k'\to 0$

$k_0 + \Delta = k$. $k = \frac{2\sqrt{ss'}}{s+s'}\left[1 - \frac{1}{2}\frac{\beta^2}{s^2}k'^2\right] = k_0 - \sqrt{ss'}\frac{\beta^2}{s^3}$, $\Delta = -\sqrt{ss'}\frac{\beta^2}{s^3}$

$g_{zz}(ss') \sim \left[k_0K(k_0) - kK(k)\right] = F(k_0) - F(k) = -\frac{1}{k'^2}E(k)\Big|_{k_0}\left(-2\sqrt{ss'}\frac{\beta^2}{s^3}\right)$

$k'^2\big|_{\beta=0} = \frac{(s-s')^2}{(s+s')^2}$, т.е. β-разложение $g_{zz}(ss')$ даст сингул. $\sim \frac{\beta^2}{(s-s')^2(s+s')\beta} \sim \frac{1}{(s-s')^2}$.

// В ряд по β $g_{zz}(ss')$ разлагать нельзя из-за $k'^2 = 0$, $s = s'$ сингул.

• Метод усиления $\delta(s-s') \to \delta_\beta(s-s')$ для finite β — также неточен.

$g_{zz}(ss') \underset{s'\to s}{\approx} -\frac{8}{\beta}\frac{1}{2s}\ln\frac{8s}{|s-s'|}$ — тип сингулярности при $s' \to s$.

Попробуем численно в MathCad Γ_{mn} — diag. (k-методом через $g_{zz}(ss')$)

g_{zz} $g_{ss} \to \delta(\beta dn)$ g_{zz} $g_{ss} \sim J_1$

β	ω_1	ω_2	ω_3	ω_4	ω_5	ω_6	ω_7	ω_8	ω_9	ω_{10}	ω_{11}	ω_{12}	ω_{13}	ω_{14}	ω_{15}
0,016	4,46	5,90	6,96	7,81	8,51	9,10	9,61	10,05	10,44	10,78	11,34	11,58	11,79	11,97	12,16
0.020	4,96	6,53	7,67	8,55	9,28	9,88	10,38	10,81	11,18	($N^{11,49}_{=15}$)	11,76	12,00	12,20		($N=17$)
0,040	6,84	8,78	10,06	10,96	11,61	12,09	12,43	($N^{12,67}_{=15}$)	12,83	12,92	12,94	–	12,98		
0.0533	7,77	9,80	11,06	11,86	12,37	($N^{12,54}_{=15}$)	12,66	12,72	12,88	–	12,96				
0,16	8,39	8,62	8,88			($N=17$)									

Можно по Fig.4 $\omega_n(\beta)$, $\beta \le 0.053$

Исп. g_{zz} — метод (диагонализация $\Gamma_{mn} \sim g_{zz}$, с диагональной g_{ss} на $J_1(ks)$) завышает ω_1 по сравнению с g_{ss}-методом (диагонализ. $\Gamma_{mn} \sim g_{ss}$), т.к. не проведена g_{ss} диагонализация. Зато g_{zz}-метод с прибл. g_{ss}-элементами, правильно понимает расходы ω_n с βdn — большими ($n > 1$). k-g_{zz} метод в MathCad отнимает больше g-g_{zz} метода.

// Для $\omega_1(\beta)$, $\beta \le 0.053$ берем k-g_{ss} диагонализацию, ост. $\omega_n(\beta)$ — k-g_{zz}

$\beta = 0.16$ k-g_{zz} метод дает $\omega_1 = 8.39$ ($N=17$), а g_{zz}-β метод — $\omega_1 \le 8.6$ GHz (с ε погрешностью).

(22/11) Seminar Nanogune. Opener - m. dots, (Hamburg)
Ustarroa - Lunes Остравин acceptance letter NSF - MICINN - to Nat...
Spanish. Edited $\omega_n(\beta)$ radial SW Fig. for K. Vogt - Hocked...

16

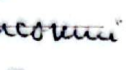
revised work-file of SW-rad., Zarkovby, Nanogune, Calk...
Вторник Γmn - calc. при β = 0.16 ... Atomica и Oka...

$$g_{zz}(ss') = -\frac{4\pi}{\beta}\int_0^\infty dk\,[1-e^{-\beta k}]J_0(ks)\,J_0(ks')$$

Astearted · Martes

Вместо приближенно при $\beta \ll 1$ $\quad I_{mn}(\beta) = \int_0^1 ds\,s \int_0^1 ds'\,s'\,J_1(d_m s)J_1(d_n s')\,g_{zz}(s,s')$

при $\beta \to 0$ если $g_{zz} = -\frac{4\pi}{\beta}\delta(s-s')$ $\quad I_{mn} = -4\pi N_n \delta_{mn}$

$I_{mn}(\beta) = \int_0^1 ds\,s\,J_1(d_m s)\int_0^1 ds'\,s'\,g_{zz}(ss')\,J_1(d_n s')$, $g_{zz}(s,s')$ 

имеет резкий max при $s = s'$, ∞ - высокий при $\beta > 0$.

Приближение
Пусть $J_1(d_n s') \approx J_1(d_n s)$ над членом $\int ds'(\dots)$ и $I_{mn}(\beta) \approx \int ds\,s\,J_1(d_m s)J_1(d_n s)\,\tilde{J}(s,\beta)$

$\tilde{J}(s,\beta) = -\frac{4\pi}{\beta}\int_0^\infty \frac{dk}{k}[1-e^{-\beta k}]J_1(k)J_0(ks)$, $\quad \tilde{J}(s,\beta) = \int_0^1 ds'\,s'\,g_{zz}(s,s') - \frac{1}{2\pi}$

$\tilde{J}(s,\beta) \sim H_z^m(s)$ от $m_z = 1$.

$$\Gamma_{mn} = -\frac{1}{4\pi} f(\beta d_n)\, I_{mn}(\beta)$$

падение $|I_{mn}(\beta)|$ с ростом $\beta \to$ дает понижение $\omega_n^2 = f(\beta d_n)$...

$$A(\beta) = \int_0^\infty \frac{dk}{k}[1-e^{-\beta k}]J_1(k)J_0(ks) \cong \int \frac{dk}{k}\left[1-\left(1-\beta k+\frac{1}{2}\beta^2k^2\right)\right]J_1 J_0 =$$

$$= \beta\int dk\,J_1 J_0 - \frac{1}{2}\beta^2\int_0^\infty dk\,k\,J_1(k)J_0(ks)$$

$$B = \int_0^\infty dk\,k\,J_1(k)J_0(ks) = I_{(110)}(1,s,0) = \frac{k\left[k^2(1-s^2)E(k)+4s(1-k^2)\right]}{2\cdot 4\pi(1-k^2)s^{3/2}}$$

$$k^2 = \frac{4s}{(1+s)^2},\quad 1-k^2 = 1-\frac{4s}{(1+s)^2} = \frac{(1-s)^2}{(1+s)^2}$$

$$B_{(s)} = \frac{2\sqrt{s}}{s^{3/2}(1+s)}\frac{1}{8\pi}\left[\frac{4s}{(1+s)^2}\cdot\frac{(1-s^2)(1+s)^2}{(1-s)^2}E(k) + 4sK(k)\right] = \frac{1}{4\pi}\frac{1\cdot 4s}{s(1+s)} \times$$

$$\times\left[\frac{(1+s)}{(1-s)}E(k)+K(k)\right],\quad A(\beta) = \beta - \frac{1}{2}\beta^2 B = \beta - \frac{1}{2}\beta^2\frac{1}{\pi(1+s)}\left[\frac{1+s}{(1-s)}E(k)+\right.$$

$$\tilde{J}(s,\beta) \underset{\beta\ll 1}{=} -\frac{4\pi}{\beta}A = -4\pi\left[1-\frac{1}{2}\beta\frac{1}{\pi(1+s)}\left\{\frac{1+s}{(1-s)}E(k)+K(k)\right\}\right]$$ ...

Сингулярность $\sim \frac{1}{(1-s)}$ при $s \to 1$. Но, если $J_1(d_n) = 0$ то сингул... $s=1$! ...

$K(k) = K\left(\frac{2\sqrt{s}}{(1+s)}\right) \sim \ln(1-s)$ при $s \to 1$.

$$-\frac{1}{4\pi}I_{mn}(\beta) = N_n\delta_{mn} - \frac{\beta}{2\pi}\int ds\,s\,J_1(d_m s)J_1(d_n s)\frac{1}{(1+s)}\left[\frac{1+s}{(1-s)}E\left(\frac{2\sqrt{s}}{1+s}\right)+K\right.$$

$$-\frac{1}{4\pi}I_{mn}(\beta) = N_n\delta_{mn} - \beta C_{mn}\sqrt{N_m N_n},\quad C_{mn} = \frac{1}{2\pi\sqrt{N_m N_n}}\int ds\,s\,J_1(d_m s)J_1(d_n s)\left[\dots\right.$$

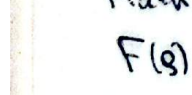
$$\Gamma_{mn} = -\frac{1}{4\pi}I_{mn}(\beta)\,f(\beta d_n) \quad \det\left[\omega^2 N_n\delta_{mn} - \Gamma_{mn}\right] = 0$$

16/349 При подстановке на 1-й сф Γ_{mn} делим на $\sqrt{N_m N_n}$: $-\frac{1}{4\pi}I_{mn} = \delta_{mn} - \beta C_{mn}$

C_{mn} - легко найти численно $\forall m,n$ и это для Γ_{mn}.

$$C_{mn} = \frac{1}{2\pi\sqrt{N_m N_n}}\int_0^1 ds\,\frac{s}{(1+s)}J_1(d_m s)J_1(d_n s)\left[\frac{1+s}{(1-s)}\cdot E\left(\frac{2\sqrt{s}}{1+s}\right)+K\left(\frac{2\sqrt{s}}{1+s}\right)\right]$$

MathCad подтверждает $-\frac{\tilde{J}}{4\pi}(s,\beta) = 1-\beta F(s)$ вплоть до $\beta \le 0.2$ (кроме $s=1$)

$F(s)$  имеет резкий max при $s=1$. Хорошо и $F(s) = \frac{1}{2}B(s)$

3 Aste · Semana $\quad 0 \quad 1 \quad s$ Численно MathCad дает $\omega_1(\beta=0.16) = 12.24$ GHz, ...

Здесь для I_{mn} с учетом $\int ds'(\dots)$. Тест Vögt дает $\omega_1 = 9.2$ GHz.

Escaneado con CamScanner

$g_{zz}(\rho,\rho') = \frac{2}{\beta}\int_0^{2\pi} d\varphi \left[\frac{1}{\sqrt{|\vec\rho-\vec\rho'|^2+\beta^2}} - \frac{1}{|\vec\rho-\vec\rho'|}\right]$ – красиво.

Organiz. M.Токатлы – 100€ + 14€ Enero · Urtarrila

17

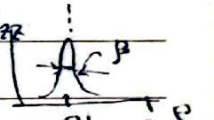
23/XI Spanish Обсужд. с Julian: 1) мне написать Perfect guest для Journal of Spintronics and Mag. Mat." 2) Согласился выст. Derivatives Invited speakers – Orditia conf. 3) CEMAG – Braga – July'11 Обсуждение ... (9) Mad. SW расчета – Arantxa. Santan.-Plugs. Soc. – Sept'11 получил ей много матрл. метод решения инт. ур. Сделал отчет Miercoles · Asteazkena

Звонил Глеб: 1) Взять Ki-Suk Lee as postdoc. 2) FMR на датах Novosad'a – 2 Aug отлад с R_1 и R_2 и 5 разных interdot separations (d); 3) $\omega_{res}(\theta)$ cyl. dot – переход от zero priming $\theta=\pi/2$, to strong priming $\theta=0$ (Sim. KSLee)

24/XI Spanish. Численное реш. инт. ур. с g_{zz} – radial SW – Arantxa методом $B_{ij} = g_{zz}(\rho_i,\rho_j)$ матрицы – безуспешное. Подготовил и послал to Valentina draft of NonCurve talk – отчет за 2009-2010.

25/XI Переписка (Arantxa) с MICINN по поводу получ. acceptance of NSF-MICINN project Support. Обсужд. $g_{zz}(\rho,\rho')$ матрц. Элем. для finite β – Arantxa и Окс.. Обсужд. с Окс. ее раб. времени распределение. Подозрение, что опять ей first payment (600€) за Master, остальное – посмотрим. Только день рождения.

26/XI Надо $g_{zz}(\rho,\rho')$ заменить на простую функцию с резким max при $\rho=\rho'$ for finite β, и функцию $-\frac{4\pi}{\rho}\delta(\rho-\rho')$ при $\beta\to 0$. При этом $\int d\rho\rho J_1(d_m\rho)\int d\rho'\rho' J_1(d_n\rho') g_{zz}(\rho\rho')$ должны легко браться.



Известно $g_{zz}(\rho\rho') \to -\frac{4}{\beta\rho}\ln\frac{8\rho}{|\rho-\rho'|}$ при $\rho\to\rho'$.

$g_{zz}(\rho\rho') = -\frac{4\pi}{\rho'}\delta(\rho-\rho') = -\frac{4\pi}{\rho'}\frac{1}{\beta\sqrt{\pi}} e^{-(\rho-\rho')^2/\beta^2}$ e^{-x^2/β^2} – расчет g_{zz}

Расчет. $\psi(\beta,\rho) = \int_0^1 d\rho'\rho' J_1(d_n\rho') g_{zz}(\rho\rho') = \frac{(-4\pi)}{\beta\sqrt{\pi}}\int_0^1 d\rho' e^{-(\rho-\rho')^2/\beta^2} J_1(d_n\rho')$

Далее я выносил из под $\int d\rho'(\dots) J_1(d_n\rho')$ at $\rho'=\rho$, в точке max $g_{zz}(\rho,\rho')$

$F_{16}(x) = \int_0^1 d\rho' e^{-x(\rho-\rho')^2} f(\rho')$ – интеграл Лапласа, можно ТВ по $\frac{1}{x} = \left(\frac{1}{\beta^2}\right)^{-1} = \beta^2$

$f(\rho') = {}^0f(\rho) + f'(\rho)(\rho'-\rho) + \dots$ даст поправку след. порядка по β.

Еще можно $\delta(\rho-\rho') = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} dk\, e^{-ik(\rho-\rho')}$

F. Olver. $F(x) = \int_0^1 dt\, e^{-xp(t)} q(t)$, $p(t) = (t-t')^2$, $p'(t) = 2(t-t')$

$p(t)$ имеет min при $t=t'$, $p''(t)=2$. Пусть t' внутри $[0,1]$

$F(x) = \int_0^1 dt\, e^{-xp(t)} q(t) = q(t') e^{-xp(t')}\left[\frac{2\pi}{xp''(t')}\right]^{1/2} = q(t')\frac{\pi^{1/2}}{x^{1/2}}$, $x = \frac{1}{\beta^2}$.

$\psi(\beta,\rho) = \frac{(-4\pi)}{\beta\sqrt{\pi}}\int_0^1 d\rho' e^{-\frac{1}{\beta^2}(\rho-\rho')^2} J_1(d_n\rho') = \frac{(-4\pi)}{\beta\sqrt{\pi}} J_1(d_n\rho)\pi^{1/2}\beta = (-4\pi) J_1(d_n\rho)$ 17/348

$I_{mn}(\beta) = \int_0^1 d\rho\rho J_1(d_m\rho)\psi(\beta,\rho) = -4\pi\int_0^1 d\rho\rho J_1(d_m\rho) J_1(d_n\rho) = -4\pi\delta_{mn} N_n$

$\Gamma_{mn} = -\frac{1}{4\pi} f(\beta d_n) I_{mn}(\beta) = f(\beta d_n) N_n \delta_{mn}$, $\omega_n^2 = f(\beta d_n)$, надо чтобы след. зав по "β".

$F(x) = \int_0^1 dt\, e^{-x(t-t')^2} q(t) + \int_{t'}^1 dt\, e^{-x(t-t')^2} q(t) = \left|t=-\tau\right| = -\int_0^{-t'} d\tau\, e^{-x(\tau+t')^2} q(-\tau) +$

$+ (\dots) = \int_{-t'}^0 d\tau\, e^{-x(\tau+t')^2} q(-\tau) + \int_{t'}^1 dt\, e^{-x(t-t')^2} q(t) = F_1(x) + F_2(x)$

Semana • Aste 3

Escaneado con CamScanner

Escaneado con CamScanner

$F_2(x) = \int_{t'}^{1} dt\, e^{-x(t-t')^2} q(t)$, $p(t) = (t-t')^2$, $q(t) = J_1(d_n t)$, $q(-t) = -q(t)$

$F_1(x) = -\int_{-t'}^{0} d\tau\, e^{-x(\tau+t')^2} q(t)$, $p(\tau) = (\tau+t')^2$

$p(t) = p(0) + (t-t')^2$, $\mu = 2$. $q(t) = \sum q_s (t-t')^s$

$F_2(x) = \int_{t'}^{1} dt\, e^{-x(t-t')^2} q(t) = \sum_{s=0}^{\infty} \Gamma\left(\frac{s+1}{2}\right) \frac{a_s}{x^{(s+1)/2}}$. Hago a_0 y a_1

$a_0 = \frac{1}{\mu} \frac{q_0}{p_0} \chi/\mu = \frac{1}{2} \frac{q(t')}{1^{1/2}} = \frac{1}{2} q(t')$, $p_0 = 1$, $p_1 = 0$, $q_1 = q'(t')$.

$a_1 = \left[\frac{1}{2} q_1\right]$, $F_2(x) = \frac{\Gamma(1/2)}{x^{1/2}} \frac{1}{2} q(t') + \frac{\Gamma(1)}{x} \frac{1}{2} q'(t')$

$F_1(x) = -\int_{-t'}^{0} d\tau\, e^{-x(\tau+t')^2} q(t)$, $\mu = 2$, $p_0 = 1$, $p_1 = 0$, $q_1 = q'(-t')$

$F_1(x) = -\frac{\Gamma(1/2)}{x^{1/2}} \frac{1}{2} q(-t') - \frac{\Gamma(1)}{x} \frac{1}{2} q'(-t')$ $\quad q_0 = q(-t')$

$q(t)$ - четная, $q'(t)$ - нечетная $F(x) = F_1(x) + F_2(x) = \frac{\Gamma(1/2)}{x^{1/2}} q(t') + 0$

и для получения члена $\sim \frac{1}{x^{3/2}}$ надо учесть a_2. $p_2 = 0$

$a_2 = \frac{1}{2} q_2 = \frac{1}{4} q''(t')$.

$F_2(x) = (\text{то же самое, что}) + \frac{\Gamma(3/2)}{x^{3/2}} \frac{1}{4} q''(t')$, $F_1(x) = (\text{то же}) - \frac{\Gamma(3/2)}{x^{3/2}} \frac{1}{4} q''(-t')$

$F(x) = F_1(x) + F_2(x) = \frac{\Gamma(1/2)}{x^{1/2}} q(t') + \frac{\Gamma(3/2)}{x^{3/2}} \frac{1}{2} q''(t')$, $\Gamma(1/2) = \sqrt{\pi}$

$F(x) = \int_0^1 dt\, e^{-x(t-t')^2} q(t) = \frac{\sqrt{\pi}}{x^{1/2}} q(t') + \frac{1}{4} \frac{\sqrt{\pi}}{x^{3/2}} q''(t')$. $\Gamma(3/2) = \frac{1}{2}\sqrt{\pi}$

$x = \gamma\beta^2$.

$F(\beta) = \sqrt{\pi}\beta q(t') + \frac{1}{4}\sqrt{\pi}\beta^3 q''(t')$, $q(t') = J_1(d_n t') = J_1(d_n \beta)$

$\Psi(\beta,\beta) = \frac{(-4\pi)}{\beta\sqrt{\pi}} F(\beta) = (-4\pi)\left[J_1(d_n\beta) + \frac{1}{4}\beta^2 d_n^2 J_1''(x)\Big|_{x=d_n\beta}\right]$

$I_{mn}(\beta) = \int_0^1 d\beta\,\beta\, J_1(d_m\beta)(-4\pi)\left[J_1(d_n\beta) + \frac{1}{4}\beta^2 d_n^2 J_1''(d_n\beta)\right] =$

$= (-4\pi)\left[N_n \delta_{mn} + \frac{1}{4}\beta^2 d_n^2 \int_0^1 d\beta\,\beta\, J_1(d_m\beta) J_1''(d_n\beta)\right]$

$y'' + \frac{1}{x}y' + \left(1 - \frac{n^2}{x^2}\right) y = 0$ ур-е Бесселя

$\Gamma_{mn} = -\frac{1}{4\pi} f(d_n\beta) I_{mn}(\beta) = f(\beta d_n)\left[N_n\delta_{mn} + \frac{1}{4}\beta^2 d_n^2 \int_0^1 d\beta\,\beta\, J_1(d_m\beta) J_1''(d_n\beta)\right]$

$x^2 J_1''(x) = -x J_1'(x) + J_1(x) + x^2 J_0'(x) = -\frac{x}{2}\left[J_0(x) - J_2(x)\right] + J_1 + x^2(-1) J_1$

$J_1''(x) = -\frac{1}{2x}\left[J_0(x) - J_2(x)\right] + \left(\frac{1}{x^2} - 1\right) J_1(x)$

или $x J_1'' = -2J_1' + x J_0' + J_0 = -2\left[J_0 - \frac{1}{x} J_1\right] - x J_1 + J_0$

$x J_1'' = \left(\frac{2}{x} - x\right) J_1 - J_0$, $J_2 = \frac{2}{x} J_1 - J_0$, $x J_1'' = -x J_1 + J_2$

$\int_0^1 d\beta\,\beta\, J_1(d_m\beta) J_1''(d_n\beta) = \int_0^1 d\beta\,\beta\, J_1(d_m\beta) \frac{1}{d_n}\left[-d_n\beta\, J_1(d_n\beta) + J_2(d_n\beta)\right] =$

$= -\int_0^1 d\beta\,\beta\, J_1(d_m\beta) J_1(d_n\beta) + \frac{1}{d_n}\int_0^1 d\beta\, J_1(d_m\beta) J_2(d_n\beta) = -N_n\delta_{mn} + I_{12}^{mn}$

$\Gamma_{mn} = f(\beta d_n) N_n \left[\left(1 - \frac{1}{4}\beta^2 d_n^2\right)\delta_{mn} + \frac{\beta^2}{4}\frac{d_n}{N_n}\int_0^1 d\beta\,\beta\, J_1(d_m\beta) J_2(d_n\beta)\right]$

Dice $\beta = 0.16$ $\quad 1 \to \frac{1}{4}(\beta d_1)^2 = 1 - \frac{1}{4}(0.16 \cdot 3.83)^2 \cong 1 - 0.09$ - можно, на 10%

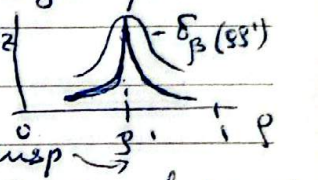
(27/XI) Недостатки решения $F(x) = \int_0^1 dt\, e^{-x(t-t')^2} q(t)$: 1) не сразу ясно что t' может быть на границе $[0,1]$ интервала и $q(t') = 0$

$q(t) = J_1(d_n t)$ Это нужно будет. $q(t) \sim t$, $t \to 0$; $q(t) \sim J_1'(d_n)(t-1)$, $t \to 1$.

2) не сказано $\delta(s-s') \to \frac{1}{\beta\sqrt{\pi}} e^{-(s-s')^2/\beta^2}$ - нужное приближение к тому $g_{zz}(s,s')$ и при $\beta \to 0$. $\delta(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\beta'} e^{-x^2/\beta'^2}$, $\beta' = a\beta$

$\int_{-\infty}^{\infty} dx\, \delta(x) = 1$, $\frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dx}{\beta'} e^{-(x/\beta')^2} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} dt\, e^{-t^2} = 1$, Очевидно $a < 1$, например $a = \frac{1}{2}$ ~~уже~~ похожесть $\delta_\beta(x)$ и $g_{zz}(s,s')$ вблизи $s = s'$.

$\ln \delta_\beta(x) = -\frac{x^2}{\beta'^2} - \ln(\sqrt{\pi}\beta')$. Замена $\beta \to a\beta$ даст $\omega_n^2 \cong f(\beta d_n)\left[1 - \frac{a^2}{4}\beta^2 d_n^2\right]$ с $a < 1$. Но "a" надо подгонять отдельно для каждого β. Например, для $\beta = 0.05$ $a = 1/2$ — хорошо (visp). $\delta_\beta(x)$ при $a \ll 1$ воспроизводит спектр $s \approx s'$, но не кривую. Если $a \gtrsim 1$ то возвращаемся к кривой, а плохо — спектр. $g_{zz}(s,s')$. $g_{zz}(s,s')$ имеет узкий спектр $\sim \ln|s-s'|$ при $s \approx s'$, и довольно широкие крылья. $g_{zz}(s,s') \approx \delta_\beta(s-s')$ - тем хуже, чем β больше.



Вопрос: как определить "a" в $\beta' = a\beta$, $\delta_\beta(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\beta'} e^{-x^2/\beta'^2}$ чтобы любое $\omega_n(\beta)$ с достаточной точностью.

Вернемся к расчету 22/XI. $\varphi(s) = \int_0^1 ds' s' g_{zz}(s,s') f(s')$

$f(s') = f(s) + f'(s)(s'-s) + \frac{1}{2} f''(s)(s'-s)^2$

Вблизи спектр $s \approx s'$ от $g_{zz}(s,s')$ $g_{zz}(s,s') = g_{zz}(s',s)$. $s' g_{zz}(s,s') = D(\beta - |s-s'|)$ - могла такая функция от $|s-s'|$. $s' g_{zz}(s,s) \to D(|s-s'|)$ лишь при $\beta \to 0$.

$I_{mn}(\beta) = \int_0^1 ds\, J_1(d_m s) J_1(d_n s) \mathcal{J}(s,\beta) \approx \langle \mathcal{J}(s,\beta) \rangle \int_0^1 ds\, s J_1(d_m s) J_1(d_n s) =$

$\langle \mathcal{J}(s,\beta) \rangle = \frac{1}{\int_0^1 ds\, s} \int_0^1 ds\, s\, \mathcal{J}(s,\beta) = 2 \int ds\, ds'\, s' g_{zz}(s,s') = -N_{zz}(\beta)$. $= \langle \mathcal{J}(s,\beta) \rangle N_n \delta_{mn}$

$-\frac{1}{4\pi} \langle \mathcal{J}(s,\beta) \rangle = \frac{1}{4\pi} N_{zz}(\beta)$. $N_{zz}(\beta) = \frac{8\pi}{\beta} \int_0^\infty \frac{dk}{k^2} \left[1 - e^{-\beta k}\right] J_1^2(k)$ 19/346

$N_{zz} + 2N_{xx} = 4\pi$, $N_{zz}(\beta) = 4\pi - 2 \cdot 4\pi \int \frac{dk}{k} f(\beta k) J_1^2(k)$

Теперь в diag. приближении $\omega_n^2(\beta) = f(\beta d_n) \frac{N_{zz}(\beta)}{4\pi}$, $\frac{N_{zz}}{4\pi}(0.16) = 0.826$

$\omega_n = \sqrt{f(\beta d_n)}\sqrt{0.826} = \sqrt{f(\beta d_n)} \cdot 0.909$ — такова ~~ошибка~~ приближения падает для $\beta = 0.16$ всего на ~10%, что мало для обратн. задач. Vogt. $\frac{\sqrt{f(\beta d_1)} \cdot \omega_n}{2\pi \cdot 16} = 13.1$ Гц.

20/345 При $s \approx s'$ $g_{zz}(s,s') = -\frac{8}{\beta} \frac{1}{(s+s')} \ln\left(4 \cdot \frac{(s+s')}{|s-s'|}\right)$. Вне $s = s'$ - это грубо

Очень хорошее (21/XI) приближение. $g_{zz}(s,s') = -\frac{8}{\beta}\left[\frac{1}{(s+s')} \ln\left\{4\frac{(s+s')}{|s-s'|}\right\} - \frac{1}{\sqrt{(s+s')^2 + \beta^2}} \ln\left\{4 \cdot \frac{\cdot}{\cdot}\right\}\right]$

MathCad с такими $g_{zz}(s,s')$ считает быстро. ω_1 падает с N - нестрого для $N > 10$ досчет ω_1^{exp} ($\beta = 0.16$). Проблема в плохом виде $u_1(s)$ для ω_1.

Брал $\Gamma_{mn} = -\frac{f(\beta d_n)}{4\pi} I_{mn}$, $I_{mn}(\beta) = \int_0^1 ds\, s \int_0^1 ds'\, s' J_1(d_m s) g_{zz}(s,s') J_1(d_n s)$

Escaneado con CamScanner

– матричные эл. на базисных функциях $J_1(d_n s)$. Видно, что $\int_0^1 ds' s' g_{ss}(ss') J_1(d_n s') = f(\beta d_n) J_1(d_n s)$ для простоты

Urtarrila · Enero

22

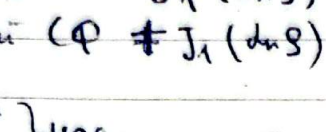
Astelehena · Lunes

Видимо предмет Γ_{mn} распад задаёт $J_1(d_n s)$ по есть СФ $g_{zz}(ss')$ и $J_1(d_n s)$ – собств. СФ g_{ss} (ABENDUA / DICIEMBRE 2006)

При $\beta \to 0$ СФ g_{ss} есть $\approx J_1(d_n s)$, $g_{zz}(ss') \sim \delta(s-s')$ и собств. СФ вида $J_\mu(d_n s)$. Но g_{ss} даёт $\mu = 1$ и берем СФ $J_1(d_n s)$

При $\beta \neq 0$, $\beta \gtrsim 0.1$ $J_1(d_n s)$ все еще СФ g_{ss}, но $g_{zz} \neq \delta(s-s')$ и Γ_{mn} на $J_1(d_n s)$ – мало

и имеет свой СФ $\neq J_1(d_n s)$



т.е. при $\beta \gtrsim 0.1$ надо искать СФ полного ядра $\Gamma(ss') = \int_0^1 dz\, z\, g_{zz}(sz) g_{zz}(s'z)$

Они не сводятся ни к СФ g_{ss}, ни к СФ g_{zz} – это можно сделать или $\Gamma(s_i, s_j) = \Gamma_{ij}$ методом (Arantxa), либо by micron simulation

5/1 2002

$$\begin{cases} \omega \mu(s) = \int ds' s' g_{zz}(ss') e\ell(s') \\ \omega e\ell(s) = \int ds' s' g_{ss}(ss') \mu(s') \end{cases}$$ – система уравнений

$$\rightarrow \omega_\mu^2(s) = \int ds' s' \Gamma(ss') \mu(s')$$

$J_0(d_n s)$ – решение

$\omega \to (\omega / d_n c_s)$

СФ – g_{zz} при $\beta \to 0$: $\lambda \mu(s) = -\int ds' s' g_{zz}(ss') \mu(s')$, видно СФ $= J_0(d_n s)$

$$\lambda_n J_0(d_n s) = -\int ds' s' \left(-\frac{4\pi}{\beta}\right) \int_0^\infty dk \left[1 - e^{-\beta k}\right] J_0(ks) J_0(ks') J_0(d_n s) =$$

$$= +\frac{4\pi}{\beta} \int dk \left[1 - e^{-\beta k}\right] J_0(ks) \int_0^1 ds' s' J_0(ks') J_0(d_n s') = +\frac{4\pi}{\beta d_n} \left[1 - e^{-\beta d_n}\right] J_0(d_n s)$$

т.е. СФ $\equiv J_0(d_n s)$ с $\lambda_n = +\frac{4\pi}{\beta d_n}\left[1 - e^{-\beta d_n}\right]$ $\frac{1}{k}\delta(k - d_n)$

или $\left(\frac{\omega_n}{\omega_M}\right) = \left[1 - f(\beta d_n)\right] = \frac{1}{\sqrt{2}}$

Это все следствие того, что $\forall \mu$ $\Lambda_\mu(k,k') = \int_0^R ds s J_\mu(ks) J_\mu(ks') = \frac{2}{\pi} \frac{\sin(k-k')R}{(k^2-k'^2)} \approx \frac{1}{k}$

при $R \gg 1$. У меня $R = 1$, но $\Lambda_\mu(k,k')$ имеет решение max при $k \approx k'$

$\int_0^1 ds s J_\mu(ks) J_\mu(k's) \approx \frac{1}{k}\delta(k-k')$ все зависимости от β. Берем $k = d_n$

Чтоб вычислить $J_\mu(d_n s)|_{s=1} = 0$ strong pinning.

При $s = 0$ g_{ss} дает $\mu(0) = 0$, но $\omega^2 \mu(0) \sim \Gamma(0, s') \sim \int dz\, z\, g_{zz}(0,z) g_{ss}(z s')$

$\mu(0) \neq 0$, т.к. $g_{zz}(0, s') \neq 0$

$\Gamma(ss')$ – расчет не по силам do Mathematica и MathCad даже с $J_1(ks)$ и не дает какие бы числовые функции брать для расчета Γ_{mn}, и какие нр-ия при $s = 0$.

$$g_{zz}(ss') = -\frac{4\pi}{\beta} \int dk \left[1 - e^{-\beta k}\right] J_0(ks) J_0(ks'), \quad \frac{\partial \mu(s)}{\partial s} \sim \frac{\partial \Gamma(s,s')}{\partial s} \sim \frac{\partial g_{zz}(s,z)}{\partial s} \sim J_1(ks)$$

$\mu(0) \neq 0$, $\left(\frac{\partial \mu}{\partial s}\right)_{s=0} = 0$, но $\frac{\partial e\ell}{\partial s} \neq 0$, $e\ell(0) = 0$.

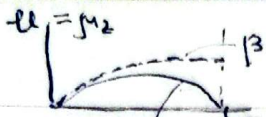
22/343 Может взять $\mu_n(s) = J_0(d_n s)$, $\mu(0) \neq 0$, $\frac{\partial \mu}{\partial s}\Big|_0 = 0$?

$$\Gamma_{mn} = \int ds J_0(d_m s) s \int ds' s' J_0(d_n s') \Gamma(s,s') = \int ds s \int ds' s' J_0(d_m s) J_0(d_n s') \int_0^1 dz\, z \frac{(4\pi)^2}{\beta} \int_0^\infty dk \left[1 - e^{-\beta k}\right] J_0(ks) J_0(kz) \int_0^\infty dx f(x\beta) x J_1(xz) J_1(xs') =$$

$$= \frac{(4\pi)^2}{\beta d_m} \int ds' s' J_0(d_n s') \int dz\, z J_0(d_m z) \int dx\, x f(\beta x) J_1(xz) J_1(xs') \left[1 - e^{-\beta d_m}\right]$$

$$\Gamma_{mn} = -\frac{4\pi}{\beta d_m}\left[1 - e^{-\beta d_m}\right] \int ds s \int ds' s' J_0(d_m s) J_0(d_n s) g_{ss}(s,s')$$

Escaneado con CamScanner



– bug CP of the 1st radial SW

OTSAILA / FEBRERO 2007

L	M	M	J	V	S	D
			1	2	3	4
5	6	7	8	9	10	11
12	13	14	15	16	17	18
19	20	21	22	23	24	25
26	27	28				

MARTXOA / MARZO 2007

L	M	M	J	V	S	D
			1	2	3	4
5	6	7	8	9	10	11
12	13	14	15	16	17	18
19	20	21	22	23	24	25
26	27	28	29	30	31	

$J_n(k\rho) = \int_0^\pi d\varphi \sin^n\varphi \cos(k\rho\cos\varphi)$; $J_0(k\rho) = \frac{1}{\pi}\int_0^\pi d\varphi \cos(k\rho\cos\varphi)$

$I_n(k) = \int_0^\infty d\rho\, \rho^n J_1(k\rho) J_0(d_n\rho)$ – другое представление через $J_0(d_n\rho)$

J_0 – медленно

$\Gamma_{mn} = \frac{(4\pi)^2}{\beta d m}[1-e^{\beta d m}]\int dk\, k f(\beta k) I_m(k) I_n(k)$

$(4\pi)^2$ уходит в $\omega^2 \to (\omega/\gamma 4\pi M_s)^2$. $\Gamma_{mn} \neq \Gamma_{nm}$ – несимметрия

Martes • Asteartea

MatCad calc ($N=10$): $M_s = 700$ G $g_{zz} g_{\rho\rho}$ J_0 – ср $g_{zz} \to (1-\delta)$ $\Gamma(\rho,\rho') \neq \Gamma(\rho',\rho)$

$\beta = 0.16$:	$\omega_1 = 10.19$	10.61 (2)	10.95 (3)	11.32 (4)	11.73 (5)	12.16 (6)	12.53 (7)	13.05 GHz (8)	
$\beta = 0.10$:	$\omega_1 = 9.28$	(11.18) – ? – не слышно							

$\omega_n(\beta)$ с $\beta = 0.16$ нужно to Fig. 4 MS

Note: это $g_{zz} g_{\rho\rho}$ – расчет в k-представл. дает high-f. radial mode localized near ρ = 0 (в сост. сер. → см. exp Visit)

29/XI – Ikerbasque meet. in Vitoria.

30/XI Spanish. Заехал в "Китка" на Matia и подписал письма – related to MICINN grant by

Объехали с Arantxa 6 адресов и сделали 4 meeting appointments на просмотр квартир. Объяснил Arantxa $g_{\rho\rho} g_{zz}$ – расчет using $J_0(d_n\rho)$ – basis function и $g_{zz} \to \delta(\rho-\rho')$ – Gauss – между для Γ_{mn} на $J_1(d_n\rho)$ – вопрос

1) Visit to 2-спальн. (1 пуделя) квартиру на Escolta Real 69 (900€). Недостатки – 3 эрк. шкаф в спальне, большая – окно на север и запад, в ванной, 1 душ/ванна.

2) Visit to 2 спальн. duplex на Berio 41 (Isidro ... N3): все понравилось, новые матрасы и какие-то шторы на окнах. 1400€ – гонорар без IVA. Есть гараж и кладовая. Звонил и сказал to Karla, что хочу съехать ~16 Dec. и заплатить за 1½ мес., она, вроде, согласна. Договорился об удлинении (extension) of the contract через Arantxa. 1,30$/€

Arantxa попросила proof IAP-ST, внесли корр., и она выслала proofs + copyright.

29/XI – Meeting Ikerbasque: речь с Visit. Prof position в Университете (число на преподавание, PhD и Master students supervising, и часть от группы) Info об European ERC – grants: starting grant (≤ 12 после PhD) и Advanced g. (сила) увеличить publication activity. теорию Navier из нескольких.

1/XII Visit to apartment p. Heritz 102. Хороший салон, старый диван в одной из спален, нет матраса во второй спальне. Отлич. вид с балкона на Undar- Contact agent в тел. 3 Dec. удобен, т.к. у них есть еще один кандидат на кв. Visit тот же на Berio 41. матрасы новые, совсем двойные. Взял draft of contract и опись имущества. При согласии кричать Dec. 7, 16^00 с деньгами на fianza (975€) и конторко (1400€) и подписать контракт. перевод contract с Arantxa. Послали IAP-proofs с Arantxa.

// Для $\beta = 0.16$ расходы надо не учитывать. Спектры $\omega_3, \omega_5, \omega_7$ малы.

23/342

Прислали Reminder оплата SAIOTEK за I полугод 2010 – перевели.

2/XII Разобрался и перевели Cert. Hacienda за I полугод 2010 – SAIOTEK.

Visit to кв. на Undaretta 15 (1100€), 6 эт., терраса – салон и спальни маленькие. Д. не понравилась. Вопрос. беседа с Dec., объяснил ей необходимость расход. Просил время подумать на работу со мной. Master thesis: либо работать более интенсивно, либо более долго (вкл. выходные). Если она не успевает выполн. мои задания. Попросил книгу Ken-Bibbo-Kou

Semana • Aste 4

Прислали IAP-Lyberatos на 2 кр. рец. Попрос написать to Kont.

Escaneado con CamScanner

3/XII Отказан ВОС 10.80€. Паз в «Кипуа» по смол. Обнаружение $\delta_{(s-s')}$ Urtarrila расчетов Γ_{mn} и $\omega_n(\beta)$ radial SW с Окс. Исследование к ген.-контраст Berio. $\delta(s-s')$ через ... Нашел гасом to publish NS vortex-lyuboratos to JAP. 24 ... по гасовым данным от exp. Vogt и/м $\beta=0.16$. Окс.

Asteazkena · Miércoles

Найдем явно $\Gamma(s,s')$, $g_{zz}(s,s')$ изделия. $\rightarrow \Gamma(ss') = \int dz\, z\, g_{zz}(s,z)$

$$\Gamma(s,s') = \int dz\, z \int \frac{dk}{\beta}(1-e^{-\beta k}) J_0(ks) J_0(kz), \quad g_{zz} \int dx\, x\, f(x\beta)\, J_1(kx)\, J_1(xs')$$

$$I_1(k,x) = \int dz\, z\, J_0(kz)\, J_1(xz), \quad \Gamma(ss') = (4\pi)^2 \int dk\, dx \frac{1}{\beta}(1-e^{-\beta k}) x f(x\beta) \times$$

$$\Gamma(s,s') = (4\pi)^2 \int_0^\infty dk\, k \int_0^\infty dx\, x [1-f(\beta k)] f(\beta k)\, I_1(k,x) J_0(ks) J_1(xs')$$

$$\left(\frac{\omega}{dM_s}\right)^2 \mu(s) = \int ds' s' \Gamma(s,s') \mu(s') \quad \text{гр-е для } \mu_s(s).$$

$$g_{ss}(ss') = \epsilon(4\pi) \int dk\, k \left[1 - \frac{1}{\beta k}(1-e^{-\beta k})\right] J_1(ks) J_1(ks') = \frac{(4\pi)}{\beta} \delta(s-s')$$

$$+ \frac{4\pi}{\beta} \int dk \left[1-e^{-\beta k}\right] J_1(ks) J_1(ks') = -\frac{4\pi}{\beta}\delta(s-s') + \frac{4\pi}{\beta} I_{(011)}(s,s',|z|)\Big|_{|z|=0}^{|z|=\beta}$$

$$g_{ss}(ss') = -\frac{4\pi}{\beta}\delta(s-s') + \frac{4\pi}{\beta}\left[I_{(011)}(ss'0) - I_{(011)}(ss'\beta)\right], \quad I_{(011)} = \frac{1}{\pi k\sqrt{ss'}}\left[(2-k^2)K(k) - \right.$$

где $k^2 = \frac{4ss'}{(s+s')^2+z^2}$, $z = 0, \beta$.

$$\Gamma(ss') = \int dz\, z\, g_{zz}(s,z)\, g_{ss}(z,s') = -4\pi g_{zz}(s,s') + \frac{4\pi}{\beta}\int dz\, z\, g_{zz}(sz)\left[I_{011}(z s 0) - I_{011}(\dots\right.$$

$[\dots] \xrightarrow[\beta\to 0]{} 0$! Поэтому $g_{zz}(sz) = -\frac{4\pi}{s}\delta(s-z)$ в том числе $\Gamma(ss')$ при

$$\Gamma(ss') = -4\pi g_{zz}(ss') + \frac{4\pi}{\beta}(-4\pi)\left[I_{011}(ss'0) - I_{011}(ss'\beta)\right] = -4\pi\left[g_{zz}(ss') + \frac{4\pi}{s}\delta(s-\right.$$

$$\frac{1}{(4\pi)^2}\Gamma(ss') = \frac{1}{s}\delta(s-s') + \frac{1}{4\pi}\left[g_{zz}(ss') + g_{ss}(ss')\right]$$

$$-\frac{1}{4\pi}\left[g_{zz}(ss') + g_{ss}(ss')\right] = \int dk\, k\left[1-f(\beta k)\right] J_0(ks) J_0(ks') + \int dk\, k f(\beta k) J_1(ks)$$

$$= \frac{1}{s}\delta(s-s') + \int_0^\infty dk\, k\, f(\beta k)\left[J_1(ks)J_1(ks') - J_0(ks)J_0(ks')\right]$$

$$-\frac{1}{(4\pi)^2}\Gamma(ss') \approx \int dk\, k\, f(\beta k)\left[J_0(ks)J_0(ks') - J_1(ks)J_1(ks')\right], \quad \beta \ll 1,$$

ясно, что для такого $\Gamma(ss')$ СФ есть средняя между $J_0(ds)$ и $J_1(ds)$

$$g_{zz}(ss') = -\frac{4\pi}{\beta}\int dk\left[1-e^{-\beta k}\right] J_0(ks) J_0(ks') = -\frac{4\pi}{\beta}\left[I_{000}(ss'0) - I_{000}(ss'\beta)\right]$$

$$I_{000}(ss',|z|) = \frac{k}{\pi\sqrt{ss'}} K(k), \quad k^2 = \frac{4ss'}{(s+s')^2+z^2}$$

$$I_{000} - I_{011} = \frac{k}{\pi\sqrt{ss'}}K(k) - \frac{1}{\pi k\sqrt{ss'}}\left[(2-k^2)K(k) - 2E(k)\right] =$$

$$= \frac{1}{\pi\sqrt{ss'}}\left[(k^2-1)K(k) + E(k)\right]\frac{2}{k} \quad \text{— нет сингул. при } k=1, \text{ т.е. } s=s'.$$

$$g_{zz}(ss') + g_{ss}(ss') = -\frac{4\pi}{\beta}\delta(s-s') + \frac{4\pi}{\beta}\left[I_{011}(ss'0) - I_{011}(ss'\beta)\right] - \frac{4\pi}{\beta}\left[I_{000}(\dots\right.$$

$$\rightarrow g_{zz}(ss') + g_{ss}(ss') = -\frac{4\pi}{s}\delta(s-s') - \frac{4\pi}{\beta}\frac{2}{\pi k\sqrt{ss'}}\left[(k^2-1)K(k) + E(k)\right]_{|z|=0}^{|z|=\beta}$$

Def. (27/XI) ~~$\psi(s) = \mu(s) + e\varphi(s)$~~ Нет ~~$\omega\psi(s) = \int ds's' [g_{zz}(ss') + g_{ss}(ss')]$~~

$g = g_{zz} + g_{ss}$, $\omega\psi(s) = \int ds's'\, g(ss')\, \psi(s')$ — имеет нетривиальное

Escaneado con CamScanner

Escaneado con CamScanner

то, что легко выделить сингулярность ядра. $\omega \to (\omega/\omega_M)$ здесь.

$$\lambda\psi(s) = \int ds' s'\, b(ss')\psi(s'), \quad b(ss') = -\frac{4\pi}{\beta}\frac{2}{\pi k\sqrt{ss'}}\left[(k^2-1)K(k)+E(k)\right]_\beta^0$$

$\lambda = \pm\omega^2 + \frac{4\pi}{\beta}$. Введение $\psi = \mu$ не проходит. Лишь сингулярная $g_{ss}+g_{zz} = g$ удается выделить.

Для замены 3/XII $g_{zz}(sz) = -\frac{4\pi}{\beta}\delta(s-z)$ надо долго. $\frac{1}{\beta}\left[I_{011}(0) - I_{011}(\beta)\right] \xrightarrow[\beta\to 0]{} 0$

$$\int ds' s'\, g_{ss}(zs')J_1(\alpha s') = \int ds' s' (-4\pi)\int dk\, k f(\beta k) J_1(kz) J_1(ks') J_1(\alpha s') =$$

$$= (-4\pi)\int dk\, k f(\beta k) J_1(kz)\int ds' s' J_1(ks')J_1(\alpha s') \cong (-4\pi) f(\beta\alpha) J_1(\alpha z).$$

($\int ds' s' J_1(ks')J_1(\alpha s') = \frac{1}{k}\delta(k-\alpha)$)

$$\int ds' s' \int dz\, z\, g_{ss}(sz)\, g_{ss}(zs')\, J_1(\alpha s') = \int dz\, z\, g_{ss}(sz)(-4\pi) f(\beta\alpha) J_1(\alpha z) = (4\pi)^2 f(\beta\alpha) J_1(\alpha s)$$

$$\Gamma(ss') = \int dz\, z\, g_{zz}(sz) g_{ss}(zs') = \int dz\, z\left[g(sz) - g_{ss}(sz)\right] g_{ss}(zs')$$

$$g(sz) = -\frac{4\pi}{\beta}\delta(s-z) - \Phi(sz), \quad \Phi(ss') = \frac{4\pi}{\beta}\frac{2}{\pi k\sqrt{ss'}}\left[(k^2-1)K(k)+E(k)\right]_\beta^0, \ \beta\to z.$$

$$\omega^2\mu(s) = \int ds' s' \Gamma(ss')\mu(s') = \int ds' s' \int dz\, z\left[-\frac{4\pi}{\beta}\delta(s-z) - \Phi(sz) - g_{ss}(sz)\right] g_{ss}(zs')\mu(s')$$

$$\omega^2\mu(s) = -4\pi\int ds' s' g_{ss}(ss')\mu(s') - \int ds' s' \int dz\, z\,\Phi(sz) g_{ss}(zs')\mu(s') -$$

$$- \int ds' s' \int dz\, z\, g_{ss}(sz)\, g_{ss}(zs')\mu(s').$$

Если $\mu_n(s) \cong J_1(d_n s)$ СФ, или матрич. Элемент на J_1, то

$$\omega^2 J_1(d_n s) = (4\pi)^2 f(\beta d) + (4\pi) f(\beta d)\int dz\, z\,\Phi(sz) J_1(dz) - (4\pi)^2 f^2(\beta d) J_1(ds)$$

$$\omega^2 J_1(d_n s) = f(\beta d_n)\left[1 - f(\beta d_n)\right] J_1(d_n s) + \frac{1}{4\pi} f(\beta d_n)\int dz\, z\,\Phi(sz) J_1(d_n z), \quad \omega \to \frac{\omega}{\omega_M}.$$

На $\frac{J_1(d_n s)}{\sqrt{N_n}}$ матрич. эл. $\Gamma_{mn} = \delta_{mn} f(\beta d_n)\left[1 - f(\beta d_n)\right] + \frac{f(\beta d_n)}{4\pi\sqrt{N_n N_m}}\int ds s\int dz\, z\, J_1(d_m s)\times$

$\times\Phi(sz) J_1(d_n z)$

Def. $\Phi(sz) = \frac{1}{\beta}\frac{2}{\pi k\sqrt{sz}}\left[(k^2-1)K(k)+E(k)\right]_\beta^0$, тогда на $|n\rangle = \frac{1}{\sqrt{N_n}} J_1(d_n s)$ — если J_1 - СФ

$$\Gamma_{mn} = f(\beta d_n)\left[1 - f(\beta d_n)\right]\delta_{mn} + \frac{f(\beta d_n)}{\sqrt{N_n N_m}}\int ds s\int dz\, z\, J_1(d_m s)\Phi(sz) J_1(d_n z)$$

$\Phi(sz)$ не имеет сингул. при $s = z$, $\langle m|\Phi|n\rangle$ должны считаться легко.

Плата за это Γ_{mn} — приближение это $\hat{g}_{ss}|n\rangle \cong (4\pi) f(\beta d_n)|n\rangle$ предположение.

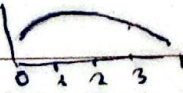
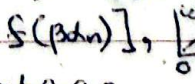
$\omega_{(0.16)} = \sqrt{f(\beta d_1)\left[1 - f(\beta d_1)\right]}$ $\omega_M = 11.3$ GHz.

$\frac{1}{\beta}\left[I_{011}(0) - I_{011}(\beta)\right] \sim \beta$ при $\beta\to 0$ везде кроме т. $s \approx s'$. — MathCad.

MathCad подтвердил, что $\Phi(s,z)$ аналитическая, конечная, функция от s и z. $s = z$ все ок. $\Gamma(ss')$ имеет резкий max при $s = s'$, похоже $\Gamma(ss') \sim \ln|s - s'|$.

Т.е. мы а) брали матрич. эл. от общей $\Gamma(ss')$; в) использ. $g = g_{ss} + g_{zz}$ — не сингулярно при $s = s'$; с) использ. g и $\hat{g}_{ss} J_1(ds) \cong (4\pi) f(\beta d) J_1(ds)$.

$\Gamma(ss')$ нужно всюду считать в s-представл., где $g_{zz}(ss')$ и $g_{ss}(ss')$ заданы явно.

Для $\beta = 0.16$ $\omega_n(\beta)$  если $\omega_n^2 \cong f(\beta d_n)\left[1 - f(\beta d_n)\right]$,  для больших

$\to \omega_n(\beta)$ немонотонная для $\beta d_n \gtrsim 1$, если без exchange.

26

Urtarrila · Enero

(5/XII) Численный расчет Γ_{mn} по полной и Фурье, сравнение расчет. ($g_{ss} J_1 = (4\pi) f J_1$). Для малых β и $\beta = 0.16$ Γ_{mn} - full очень долог. Γ_{mn} - full, Γ_{mn} - Фурье ($\beta = 0.16$) сохраняю СФ для ω_1, с трудом

(6/XII) В гости к Текелы (день рожд. Ильи) подготовил и послал SW-radial-theory file to K. Vogt

Ostirala · Hermes переписка с Vogt. Описание Окс. метод расчета Γ_{mn} для

(7/XII) Беседа с Julian об affiliation at UPV as Visiting Prof. Ok, знаю как нужно. Поговорить с Angel Primicerio: нужно to teach, Master и PhD students, подавать гранты и группы. После подписание договорные работы to Elena Portilla (Vicerrectorado). Оплата cash 2500 € Umarra 1400 € гонорар агенству Inmobil. и €975 fianza. Документы собрала и подписан договор rent apt. Isidro 6 Dec 16 с Л. машинное в Miramar и downtown.

10 → Письмо от Слевина об magnetost. Green functions.

$$e^{iz\cos\theta} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} i^m J_m(z) e^{im\theta}$$

$$G_{zz}(\vec{\rho}\vec{\rho}') = -\frac{1}{\pi}\int d^2\vec{k}\,[1-f(kL)]\,e^{i\vec{k}\vec{\rho}}$$

$$G_{\rho\rho}(\vec{\rho},\vec{\rho}') = -\frac{1}{\pi}\int d^2\vec{k}\,\frac{k_\rho^2}{k^2}\,f(kL)\,e^{i\vec{k}(\vec{\rho}-\vec{\rho}')}, \quad \vec{k}\cdot\vec{\rho} = k_\rho\rho$$

Если $\hat{\Gamma}(\vec{\rho}\vec{\rho}') = \int d^2\vec{r}\; G_{zz}(\vec{\rho}\vec{r})\, G_{\rho\rho}(\vec{r}\vec{\rho}')$, не конкретиз. Bug SW

$$\Gamma(\vec{\rho}\vec{\rho}') = \int d^2\vec{r} \int d^2\vec{k}\,[1-f(kL)]\,e^{i\vec{k}(\vec{\rho}-\vec{r})} \int d^2\vec{x}\,\frac{x_\rho^2}{x^2} f(xL)\, e^{i\vec{k}(\vec{r}-\vec{\rho}')}$$

$$\int d^2\vec{r}\, e^{i(\vec{x}-\vec{k})\vec{r}} = \int d^2\vec{r}\, e^{ik'r\cos\varphi} = \int dr\, r \int d\varphi \sum_m i^m J_m(k'r)\, e^{im(\varphi-\varphi_{k'})}$$

$$= 2\pi \int_0^R dr\, r\, J_0(k'r) = \frac{2\pi}{k'^2}\int dx\,\frac{d}{dx}\left(x J_1(x)\right) = \frac{2\pi}{k'^2} x J_1(x)\Big|_0^{k'R} = \frac{2\pi R}{k'} J_1(k'R)$$

$$\Gamma(\vec{\rho}\vec{\rho}') = \frac{1}{\pi^2}\int d^2\vec{k}\,[1-f(kL)]\,\frac{1}{k^2}\int d^2\vec{x}\,\frac{x_\rho^2}{x^2} f(xL)\, e^{i\vec{k}\vec{\rho}}\, e^{-i\vec{x}\vec{\rho}'}$$

$$\frac{2\pi R}{|\vec{k}-\vec{x}|} J_1(|\vec{k}-\vec{x}|R)$$

Фурье. $\Gamma(\vec{\rho}\vec{\rho}')$ по φ, φ' $\int d\varphi\, e^{ik\rho} = 2\pi J_0(k\rho)$

$$\int d\varphi \int d\varphi'\, \Gamma(\vec{\rho}\vec{\rho}') = \frac{(2\pi)^3 R}{\pi^2}\int d^2\vec{k}\,[1-f(kL)] \int d^2\vec{x}\,\frac{x_\rho^2}{x^2} f(xL)\, J_0(k\rho)\, \frac{J_1(|\vec{k}-\vec{x}|R)}{|\vec{k}-\vec{x}|}$$

- если $\frac{J_1(|\vec{k}-\vec{x}|R)}{|\vec{k}-\vec{x}|}$ факторизуется, то можно $\int d\varphi_{\vec{k}}, \int d\varphi_{\vec{x}}$ и $\langle\Gamma(\vec{\rho}\vec{\rho}')\rangle_{\varphi\varphi'} = \Gamma(\rho\rho')$ будет $\int dk \int dx\, \Phi(k,x)$ только.

Но ведь уже если $\Gamma(\rho\rho') = \int d^2\vec{r}\; g_{zz}(\rho' r)\, g_{\rho\rho}(r\rho)$, то вторые.

(8/XII) Выходной. Обедим с Л. и А. в суши с вещами шли в office с Л. и А. по Ondarreta - покупки фрукты, звон с Л. в downtown. Поиск Окс. задач.

(9/XII) В rent. car агенства „Atesa" и „Hertz". Hertz прегр. Mercedes 13 € Заказан Aval в Caja Madrid. Почти оформил машину с Argantxa. Обсуждение $g_{\rho\rho} g_{zz}$ - расчет SW с Argantxa и Окс. и Окс. homework - Lin. перешли с Fepi - Inmob. агент, звонил Aval, кнопки Iberdrola.

Larunbata · Sábado

Domingo · Igandea

(10/XII) Update CV. Оплата ЖКХ - 37,66 € Окс Aval - appl. to Inmobiliaria и куда клали. обновил CV в Л. отнесли в суши. С Argantxa e-mail to Elena - SAIOTEK (передать вещи) и $\Gamma(\rho\rho')$ симметрия. Окс. звонил Abstract editing „Magnonics" на INTERMAG в Слевин.

(11/XII) Переставление вещей на кв. Isidro Ansoreno. Переставил мебель

ST - по многослойным для SP-CIP conv. Shibata PRB'06 (см 25/III 091.)

$$\delta\mathcal{E}_{ST} = \frac{\hbar}{2e}\int d^3\vec{x}\,(\vec{j}_s\cdot\nabla\Phi)(1-\cos\theta), \quad \text{где } \vec{m} = \vec{m}(\theta,\Phi) \text{ - magnetization.}$$

$$\vec{v}_s = \frac{P\alpha}{2e\beta}\vec{\delta}$$ - скорость прецессии. сооб току $\vec{j}$. Из $\delta\mathcal{E}_{ST}$: $\vec{j}_s = P\vec{j}$

если $\vec{m}(t-\vec{x})$

4 Asteko Semana

Escaneado con CamScanner

В LLG ST уравн. как: $\dot{\vec{m}} = -\gamma \vec{m} \times \vec{H} + \alpha \vec{m} \times \vec{m} - (\vec{v}_s \cdot \nabla)\vec{m}$.

А какой будет $\vec{F}_{ST}$ в ур. Thiele если не использовать "rigid" vortex ansatz $\vec{m}(\vec{r}, \vec{X}) = \vec{m}(\vec{r} - \vec{X})$?

(12/XII) Пн. Завтрак с Ирэной. Обсуждение Вены с Антоном. Reg. paper APL. Кредитка

(13/XII) Послал Spanish hometask to Ainhoa. Обсужд. с Julian Conf. in Orduña. Spanish Lessons. Обсуждение low-dimen. systems. Здоров Astolfo. Ужин с Ирэной. Заполн. уход (вкратце). перенос car-rent. На 14/XII. 7:30

(14/XII) Перевозка вещей весь день на new кв. Spanish courses. Звонил Ю. Погорелов: visit to me на ~2 недели в Feb-March'11 (обещал найти money). Глеб: CoCu paper на рассм., письмо к K.S. Lee и ...

(15/XII) Взял с П. в rent Citroen" см Автомобиль и сделали 8 ходок по перевозке вещей. Ночевали в new apt.

(16/XII) Сходок by car по перевозке. Уборка кв. на P. Oriamendi. Karla и Iñaki отказались вернуть deposit вообще на книги, мебель, утв, что о/м недостаточно чисто, и или надо заказать Cleaning Serv, вычтут это из deposit.

(17/XII) Вернули машину. Кв. на Isidro не использовали по свету (Ibarrola) Iñaki вернул Aval, но выставил новые претензии по dishwasher, двери, окно в спальне. Объяснил ему (Arantxa), что уборка кв. не входила в deposit, но сам сумма будет мала (не 150€ как Karla said) so may be I will pay for that. // Arantxa переадрес. telephon, узнала что Gas-chec уже переведен на Iñaki, а Electricity-chec будет переведен по нашему запросу после Января bill от Dec 10. Обсужд. Jzz Jss расчет и Antivortex-напосоит. Zaspel paper с Arantxa. Юля (Julien) собес. обратился в Consumer service или Police.

(18-19/XII) Обслед. окрестностей new apartment. В Lidl и Todo. переписка с Оке. расклад. будил. Отредактировал и послал MS by Krawczuk-APL и Lee-ICAM

(20/XII) Отнес старый Aval и copy Tax Return 2009 (Renta-dec.) to Juan M. (Caja Madrid) Editing объявл. о журнале Julian Gonzalez. Обед с группой (11 чел., Валентина заплатила 460€ из кармана). В 21:30 звонила Karla и по исп. сказала что хочет прислать мне by fax impresso por limpieza (cleaning). Объяснил ей что cleaning не имеет к deposit никакого отношения, и чтоб она оставила ему activity on apt cleaning. Iñaki с обещанным списком недостатков не прислал и не позвонил. // Составим список недостатков по new apt. с Arantxa.

(21/XII) Получил new file по Исинг с n, n, s (n) measurements на цепочках Cobalt. Seminar Nanotune by Gambardella. Послали list of deficiencies" Isidro Anso - она to Pepi by e-mail, увидев на кухне. неполок, этаж и вытяжку как срочные. To Iñaki: 1) прислал список недостатков по кв.; 2) apt. cleaning is not my obligation, but my good will. и я сделаю это только если price ≤ 100 € и мне предоставят счет заказа на cleaning до заказа и опл. Января 29/336

13:30 Звонила Karla (limpieza, год, свет). Сказал ей снова чтоб вернула бинго, иначе я обращусь в суд. К limpieza я не имею отношения. Письмо reminder to K. Vogt (radial SW). послал edited Intro to new journal to Julian.

(22/XII) С л. получили Aval на кв. Isidro Ansorena на 1 год. Составил и послал to Karla e-mail - отказ от 1,500€ extraordinary limpieza после перевода by Arantxa. Письма to Kostylev. K. Vogt прислала revised MS Radial-SW - BLS

Escaneado con CamScanner

D.C. CIP spin-polarized current in vortex dot.

Urtarrila · Enero — 30 — Astearte · Martes

VC reversal using CPP-d.c. in nanopillars?

Thiele: $\vec{G}\times(\vec{v}_s-\dot{\vec{X}}) = -\frac{\partial W}{\partial \vec{X}} - \mathcal{D}\dot{\vec{X}}$ — легко решить в цил. координатах

$W(\vec{X}) = \frac{\alpha}{2}|\vec{X}|^2$, $\vec{v}_s = v_s\hat{x}$.

$\vec{G} = \frac{\alpha}{G}\vec{p}$, $\vec{p} = p\hat{z}$, $\vec{X} = X\hat{x} + Y\hat{y}$

У Shibata'06 $\omega_0 \to \omega = \frac{\alpha}{G} = \frac{\alpha}{|G|}p$, $Z(t) = Z(0)e^{-i\omega t}$, $\omega \sim p$, что нефизично

Ведь $p=+1$ должно давать CCW VC rotation. $\vec{G}(\text{Shib.}) = \frac{\hbar S}{a^3}2\pi pq\hat{z}$

У меня $\vec{G}\times\dot{\vec{X}} = -\partial_{\vec{X}}W + \mathcal{D}\dot{\vec{X}} + \vec{f}_{st}$, с $\vec{G} = 2\pi\frac{M_s}{\gamma}Lpq\hat{z}$, $f>0$.

$Z = X + iY$. $\dot{Z} + \frac{i\omega}{(1+id)}Z = \frac{v_s}{1+id}$. Неод. ур. $y' + f(x)y = g(x)$

$a(t) = \int dt\, f(t) = \int dt\, \frac{i\omega}{(1+id)} = \frac{i\omega t}{(1+id)}$. $\int dt\, g(t)\, e^{a(t)} = \frac{v_s}{(1+id)}\int dt\, e^{\frac{i\omega t}{(1+id)}} =$

$= \left|\begin{array}{l}\text{если } g(t)=\text{const}\\ v_s(t)=\text{const}\end{array}\right| = v_s\int d\tau\, e^{i\omega\tau} = \frac{v_s}{i\omega}e^{i\omega\tau}$, $\tau = t/(1+id)$.

$Z(t) = e^{-a(t)}\left[\int dt\, e^{a(t)}g(t) + C\right] = e^{-i\omega\tau}\left[\frac{v_s}{i\omega}e^{i\omega\tau} + C\right] = Ce^{-i\omega\tau} + \frac{v_s}{i\omega}$

Начальное: $Z(0) = Z_0$. $Z(0) = C + \frac{v_s}{i\omega} = Z_0$. $C = Z_0 - \frac{v_s}{i\omega}$.

$Z(t) = \left(Z_0 - \frac{v_s}{i\omega}\right)e^{-i\omega\tau} + \frac{v_s}{i\omega} = Z_0e^{-i\omega\tau} + \frac{v_s}{i\omega}\left[1 - e^{-i\omega\tau}\right]$

$\dot{Z}(t) = -i\omega\frac{1}{(1+id)}e^{-i\omega\tau}\left(Z_0 - \frac{v_s}{i\omega}\right) = -\omega(d+i)e^{-i\omega\tau}\left(Z_0 + i\frac{v_s}{\omega}\right)$

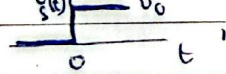
$(d+i)\left(Z_0 + i\frac{v_s}{\omega}\right) = dZ_0 - \frac{v_s}{\omega} + i\left(Z_0 + d\frac{v_s}{\omega}\right)$. $|\dot{Z}(t)|^2 = \omega^2\left[\left(dZ_0 - \frac{v_s}{\omega}\right)^2 + \left(Z_0 + d\frac{v_s}{\omega}\right)^2\right]$

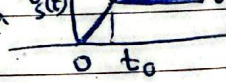
Преобразуем ч. в d^2: $|\dot{Z}(t)|^2 = \omega^2\left[Z_0^2 + \left(\frac{v_s}{\omega}\right)^2\right]$ — неверно, т.к. τ-комп.

$\dot{Z}(t) = -\omega(d+i)\left(Z_0 + i\frac{v_s}{\omega}\right)e^{-i\omega\frac{t}{(1+id)}} = -\omega(d+i)\left(Z_0 + i\frac{v_s}{\omega}\right)e^{-i\omega t}e^{-d\omega t}$

$|\dot{Z}(t)|^2 = \omega^2\left[Z_0^2 + \left(\frac{v_s}{\omega}\right)^2\right]e^{-2d\omega t}$ — exp. убывает с ростом t, $t\geq 0$.

Т.е. если $v_s(t) = \text{Const}$, то $v(t) \sim e^{-2d\omega t}$ exp. убывает с ростом t.

Но $v_s(t) \neq \text{Const}$ 

, $v_s(t) = v_0\Theta(t)$ и 

— ток $j_s(t)$ вычислить не сложно.

Какое решение ур $(1+id)\dot{Z} = -i\omega Z + v_0\Theta(t)$?

Надо сделать фундам. трюк.

$Z(t) = Ce^{-a(t)} + \int dt' g(t')\, e^{i\omega t'}e^{-i\omega t} = Ce^{-i\omega t} + \int_0^t dt'\, \underbrace{e^{i\omega(t'-t)}}_{G(t,t')}g(t')$?

$(1+id)(\dot{X}+i\dot{Y}) = -i\omega(X+iY) + v_s$

$\dot{X} - d\dot{Y} = \omega Y + v_s$, $d\dot{X} + \dot{Y} = -\omega X$

30/335 $d\ddot{X} + \ddot{Y} = -\omega\dot{X} = -\omega\left[d\dot{Y} + \omega Y + v_s\right]$, $\ddot{X} = +\left[d\ddot{Y} + \omega\dot{Y} + \dot{v}_s\right]$

$+d\left[d\ddot{Y} + \omega\dot{Y} + \dot{v}_s\right] + \ddot{Y} = -\omega\left[d\dot{Y} + \omega Y + v_s\right]$, преобразуем ч. в d^2.

$\ddot{Y} + 2d\omega\dot{Y} + \omega^2 Y = -\omega v_s - d\dot{v}_s = f(t)$ — harmon. oscillator + driving force $f(t)$

$\ddot{Y} + \gamma\dot{Y} + \omega_0^2 Y = f(t)$. $Y(t) = \int_{-\infty}^{t} dt'\, f(t-t')f(t')$, $v_s(t) = v_0\Theta(t)$

$\chi(\omega) = \frac{1}{[\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega]}$ и $\chi(t) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega\, \frac{e^{i\omega\tau}}{[\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega]}$, $\dot{v}_s = v_0\delta(t)$

5 Aste · Semana

Escaneado con CamScanner

$$y(t) = \int_{-\infty}^{t} dt' \int_{-\infty}^{\infty} dw \frac{e^{iw(t-t')}}{[w_0^2 - w^2 + jgw]} \left[-w_0 v_0 \theta(t') - d v_0 \delta(t') \right] = \int_{0}^{t} dt' \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{iw(t-t')}}{[w_0^2 - w^2 + jgw]} dw (-w_0 v_0) +$$

$$+ (-d v_0') \int_{-\infty}^{\infty} dw \frac{e^{iwt}}{[w_0^2 - w^2 + jgw]}$$

OTSAILA / FEBRERO 2007 · MARTXOA / MARZO 2007 · Enero · UNarrila · Miércoles · Asteazkena · 31

(23/XII) Определих сумата за Karla на ≈100€ cleaning. Вечерта с Pepi и хазяина I. Ansorena apt. Оцеля copy of Aval, подписан списък недостатъков new apt. Помнили сух на кърпи, но потопок в банята тече.
Second proof of JAP - Arantxa. Comp. Eq. (1) и изпратих с Л. в Garbera-Eroski (VISE). Обед и отдих „B. Messina"!

План конф. 2011: Trento/Italy - May, Ordizia, Montpellier-FR/Kos Greece - Sept., Bilbao - April, Braga - June, Крим - Oct.

(24/XII - 26/XII) Малеците с Л. / Пристигане в хотел Ольо Красавчик (25/XII) / Пристигане Julian. С Л. на Ondarreta и „La Perla". Отдих с Julian, вечеря 3ом + 100€

(27/XII) Visit с Julian to Pepi: Запрос помпите тече повторно (из-за heating). Arantxa звънна Iñaki: той помогна пощ. и мазилка на ≈ 200 €. Edorta оспорва поведение и очаквания.

(1) Nano Spain'11 - Bilbao (Subm. April 11-14) Abstracts Before Jan. 14, 2011 accepted Top. field и Nanotubes

2) Trento' Italy micromag. (Phys. B) 9-11 May'11 Abs. до (31) Jan accepted V. Barriers и ST

3) Euromat'2011, Montpellier, FR, 12-15 Sept., Abs до 31 Jan (15 Feb)

4) Ordizia, June 1-4, Spin Torq NanoMagn.; Abs. до 15 Jan (JAP) accepted

? 5) Kos Island, GR, Soft Magn. Mat., Sept. 18-22, Abs до 31 March

6) Partenit, UKR, Oct. 3-8, 2011, ICFM'11, Abs. до ....

~~7) INTERMAG'11, Apr., Taiwan,~~ Abs. до Dec. 15

8) MMM'11, 30 Oct. - 3 Nov., Gottsdale, AZ; Abs. до June

*Nanotubes - Cstate - ABS A.P.
Nanotubes - B - state - JAP A.P JAP'10
Simul. ST nanopillar - JAP Arantxa
ST nanopillar - TSV (Ar.)
*Topol. field - PRB (Ar.)
*Azim. SW - A-PL
*SW - coupl. - APL (Ar.)
*Non-lin. Vort. dyn. - PRB (Fes)
Rad. SW - Vogt (Cyx.)
Vortex - Barriers (Fes)
Magnetost. coupled dots (Cyx.)
Rf - Magnonics (сневи. мехиков)

(28/XII) Meeting с Iñaki и Karla:

31/334

Отдели и пасмасани от пипи - вътр. въпроси и запроси които помнят.
1) Bill за водата 33,07 € - оти. Karla и върнее из deposit
2) Сбер 85,49 € за 7 Oct. - 9 Dec. 2010 отчаря (21 € за вкл. отивка Iberdrola)
3) Газ (сам. Karla) за Nov. 11 - Dec. 16 - 94 €, показ. счетчика 16/XII - 9691 (?)
4) Уборка кв. и мокетите сресъва - 142 € - Запроси receipts
5) ~~Помпата tch-washer - оставена: 250 € - замяна мотор + за ресорту - не сработила, т.к. а се не ломал и купили нов пералня дешевка~~ (Karla не помнила)
6) Смяната Gas-account to Iñaki в 2009

Escaneado con CamScanner

Обсуждение плана Conf. Abstracts и работа с Arantxa. Подгот. Otsaila · Febrero написать Abs. oral talk to trento, Italy и poster to Euromat

Все по m - simulations ST nanopillars.

По magnetostat. coupled dots подгот. на Arantxa

1) H_n, H_{an} of small cluster $N \times N$ of vortex state dots as

2) $H_c(\varphi_H)$ AFM → FM transition of SD dots in square array

Osteguna · Jueves 3) H_n, H_{an} of ∞ infinite square array of vortex dots - periodic B.C.

Пика с Окс. послала (Dr.TM of coupled cyl. dots и H_n, H_{an} dots of - аналитически. Также она - influence dip. и quadrup. coupling на SW-TM spectra of square dot arrays (в духе Appl - APL'10).

29/XII E-mails to Karla о dish-washer и Ai Ping с предл. написать и предложить Nanotube - доклад на NanoSpain Conf. Bilbao - Apr. 2011. Abs.

JAP - ST - Nanopillar is published. Обновление CV и Ikerbasque database.

На конец (Dec. 31) 2010 года я имею 8-10 new Ikerbasque productivity ranking с Pardo и Conklin, имея 8 опубл. papers. 1-2 меньше у Solano и Carreiras, имеющих по 18(!) published papers.

30/XII Работа с Arantxa над Abstracts в Bilbao, Trento и Euromat

31/XII С Л.Ю. и Julian в downtown и Gorbera - Errotxi. Израсходовано 200 €.

1-2/I 2011 г. Ordorreta - La Concha Cafe с Л.Ю. Julian. Отдых, many chess etc. дома.

3/I Написан доклад ST - nanopillar simul. в Trento и Euromat'11 с Arantxa. Подготовка Topol. field и Nanotubes докладов в Bilbao, NanoSpain

4/I Написан Nanotube - Bilbao доклад. и послан to Ai Ping и Julian. E-mails to Arantxa, Ramon, Karla

Написание полное отдых. Major revision of JAP nanotubes.

Ai-Ping Subm. доклад to NanoSpain. Сама как Oral (!?). Звонил мне

5/I Отправка Topol. field - NanoSpain доклада с учетом changes by Arantxa

В поезд к Красовским. Л. подарила две зимние реп. Karla подписали перевод счета Iberdrola. Подписал. телеграм и Internet.

6/I Купили adapter и кат. для Router, запустил Internet. Работа. С Л.Ю. в Mizaret - на Отдых.

7/I Edited and subm. Top. field Abstract to NanoSpain'11. Ост. rent-free Estella

Meeting с AiPing: 1) отказ от JAP - B - Nanotubes MS change и написать мне до 20/I; 2) написал мне update по Ni - nanotubes (Vazquez); 3) SW. по моей

Обсужд. с Arantxa JAP - papers on vort. dyn. by Toscano и Ordizia - Abstracts.

8-9/I Написание radial - SW paper с Vogt - Hillebrands. Послал draft to Окс. и Julian

9/I Вернулся к расчету Vortex en. barriers w/m. nucleation $H \simeq H_n$ от 1/XII 10г.

Vortex barrier

Самано модели $M(t) = M(t_0) - \Delta M \frac{kT}{E_2} \ln \frac{t}{t_0}$, где $E_2(H,T)$ max барьер для

C - state → Vortex(V) перехода w/m флуктуации распред. барьеров

$\Delta M = M_C - M_V$ for given T, H. Все это w/m $E_1 < E' < E_2$, $E' = kT \ln \frac{t}{t_0}$.

Кажд. определение $M(t) = M(t_0) + S \ln \frac{t}{t_0}$, so viscosity in our case

$S = -\Delta M \frac{kT}{E_2}$, отсюда $S(T,H) = -\Delta M(TH) \frac{kT}{E_2(TH)}$. Как и барьер E_2 зависит от H

В случае C - state → V перехода — нелинейно. Возможно $E_2(H) \sim (H - H_n)^{\alpha}$

Вообще T - зависимость ΔM и E_2 определяется $M_S(T)$, т.е. сама w/m $T \ll T_c$

Тогда $S(T,H) = -kT \frac{\Delta M(H)}{E_m(H)}$, $S(T) \sim T$ и $S(H) \sim (H - H_n^0)^{-1}$ max at $H \ll H_n$

Escaneado con CamScanner

H_n^0 – "ideal" nucleation field, слабо зависящее от T, через $M_s(T)$ Febrero · Otsaila

логично SD → C-state → Vortex как f(H) и не H=const, f(t).

$$M_s(t) = M(t_0) - A_1\left[1 - e^{-\frac{t-t_0}{\tau_1}}\right] - S\ln\frac{t}{t_0}.$$

Поэтому подгонку делали с Окс. в October, но $\tau_1(T)$ должно падать с T↑, что получается при H = 280 Oe. Это нелогично, если $\tau(E_b) = \tau_0 e^{E/kT}$ как в барьерном (ФПП) случае, но SD → C если ФПП II и $\tau(T)$ может отличаться.

Построение профилей S(H) для array Dot9. Текст V. Barrier APL

(10/I) Подгонка S(H,T) из M(t) = M(t₀) − S ln(t/t₀) для array Dot9 – RN. Пробежки Ю. в Аманы, делили SOE с собой. Заболел.

(11–12/I) Более дома. Послал to Vgt draft of Radial SW-paper и получил от нее обзор и file по SW-nonlin. coupling (h_z^2 возбуждает не только radial SW, но и azim. SW). Работа над Vortex-barrier – APL.

(13/I) С Л. в La Perla: Разговор с Julian: 1) подготовить предлож. по закупке FMR-like оборудования для proposal to loc. government 2) обсуждение сотрудничества с Hillebrands (SW+DW) и комп. ~2011.

Звонил Глебу: 1) он подготовил описание метод. и результатов V. barrier экспериментов; 2) подготовит предложение по FMR equipment; 3) просил написать to K. S. Lee о postdoc applications в Spain J. de Cierva (deadline Feb. 17) и R. y Cajal (deadline Feb. 10, 2011).

Arantxa сказала: Аркадий, Ван. и Александр подали на scientist positions at our dept. UPV (PDI-permanent), открытые под них. Она на конкурс подать не может, т.к. у нее все еще нет аккредитации, на которую она подала повторно. // A-Ping 10/I прислал simul. M(H)-nanotubes-Vasquez

(14/I) Meeting с Julian: 1) сказал ему об postdoc конкурсе для Arantxa; 2) обещал to review JAP paper by Sierra et al. Мне перевел 450 € на Spanish курсы.

Meeting с Окс.: 1) принесли оба bills на ост. Master – Dec.15 и Jan.15; 2) вставили Eq. 999 to Annex-paper с K. Vgt; 3) подгот. к конкурсу Jan. Abstract – summary по interdot coupling – для Ordizia conf. // Аналогу submitted Abstracts Ordizia с Arrantxa. 33/332

(15/I) С Л. в Ordarreta, downtown и Gros-Eroski нашли. Radial SW-paper.

(16/I) Vortex barrier: Вероятно $S(T,H) = kT\frac{\Delta M(H)}{E_m(H)}$. $\Delta M = M_c - M_v$.

$M_v(H) \approx M_s\frac{H}{H_{an}}$; $M_c(H) \approx M_s$, $\Delta M \cong M_s - M_s H/H_{an} = M_s(1 - H/H_{an})$

Kyda Larumbata – Sabadell $E_m = E_{max}$ C → V зависит от H как $E_m = E_0(H - H_0)^\alpha$, $H_0 = H_n^0$ Domingo · Igandea

34/331

$S(T,H) = kT\frac{M_s}{E_0}\frac{[1 - H/H_{an}]}{[H - H_0]^\alpha}$. Но эксп. зависится как-то только от array в целом. 35/330

т.е. $S(T,H) = kTV\frac{\Delta M(H)}{E_m(H)}$, V – объем of dots in square array.

Глеб: размер пленки – dot array 2×2 mm² – Dot9.

2R = 500 nm (точнее 481 nm), L = 40 nm, T(период) = 2R + d. d = 2R

С большой вероятностью T(Dot9) = 1,0 μm.

Вдоль стороны кв. пленки $N = \frac{2\text{ mm}}{T} = \frac{2\text{ mm}}{1\,\mu\text{m}} = 2\cdot10^3$ unit cells (dots).

Всего в array $N \times N = N^2 = (2\cdot10^3)^2 = 4\cdot10^6$ dots. Объем V_0 одного dot: Semana · Aste 5

$V_0 = \pi R^2 L = \pi(240.5\text{nm})^2 \cdot 40\text{ nm} = 7.27\cdot10^6\text{ nm}^3 = 7.27\cdot10^{-15}\text{ cm}^3$.

Escaneado con CamScanner

Otsaila. Объем маг. материала в пленке Dotg: $V = N^2 V_0 = 4 \cdot 10^6 \cdot 7.3 \cdot 10^{-15}\ cm^3$

Сигнал $\mu(t) = \mu(t_0) - S\ln(t/t_0)$. Типич. $\mu(t_0) \approx 20 \cdot 10^{-6}$ emu

Оценка M_S: $\frac{\mu(t_0)}{V} = \frac{2 \cdot 10^{-5}\ emu}{2.91 \cdot 10^{-8}\ cm^3} \approx 0.68 \cdot 10^3\ \frac{emu}{cm^3}$

Более это не M_S, а $M(H)$ – с которого начинается измерение $\chi(t)$

Fitted viscosity $S \sim 10^{-7} - 10^{-8}$ emu. Эн. барьер $E_m \approx V k_B T \frac{\Delta M}{S} \sim kT \frac{M_S}{S}$

Asteleiena. Lunes

$k_B = 1.38 \cdot 10^{-16}$ erg/K. При 305 K $kT = 1.38 \cdot 10^{-16} \cdot 3.05 \cdot 10^2\ erg = 4.2 \cdot 10^{-14}\ erg$

$E_m \approx 4.2 \cdot 10^{-14} erg \frac{(7 \cdot 10^2 G \cdot V)}{S} = 4.2 \cdot 10^{-14}\ erg \cdot \frac{2 \cdot 10^{-5}\ emu}{10^{-7}\ emu} = 8.4 \cdot 10^{-12}\ erg$.

или $\frac{E_m}{V_0} \approx \frac{8.4 \cdot 10^{-12}\ erg}{7.3 \cdot 10^{-15}\ cm^3} \approx 1.2 \cdot 10^3\ \frac{erg}{cm^3}$ – довольно реалистичная, хотя и

$\frac{E_m}{kT} \cong \frac{M_S V}{S} = \frac{2 \cdot 10^{-5}\ emu}{10^{-7}\ emu} \approx 200$, т.е. $\frac{E_m}{kT} \gg 1$ хорошее приближение.

Считаем, что эн. барьеры равномерно распределены в инт. $[0, E_m]$.

$\mu(t_0)$ в зависим. от (T, H) изменяется от 1,8 до 2.1×10^{-5} emu.

Для Dotg $H_{an} \approx 800$ Oe и слаб зависит от T.

$S(T,H) = kT \frac{\mu_S [1 - H/H_{an}]}{E_m(H)}$, $E_m(H) = E_0 (H/H_0 - 1)^\alpha$? , $S' = \frac{kT}{E_0} \mu_S \frac{(1 - H/H_{an})}{(H/H_0 - 1)^\alpha}$

$H_0(T)$, Oe: 270 … 260 … 200 … 315 … T, K

$\ln S = \ln S_0 + \ln(1 - \frac{H}{H_{an}}) - \alpha \ln(H/H_0 - 1)$, $S_0 = \frac{kT}{E_0}$

$S = \frac{a}{(H/B - 1)^\alpha} \cdot (1 - H/H_{an})$ дает слабую зависим.

Fitting $S = S_0 \frac{(1 - H/H_{an})}{(H/H_0 - 1)^\alpha}$ не выходит, ни в Origin-Nonlinfit, ни в MC

$S(H)$ – скорее Лоренц или Гаусс. Пришлось найти $E_m(H)$ аналит. (с. 10)

– хоть приближенно. С другой стороны, можно построить $E_m(H)$ из

Экспер. $S(H)$ using $E_m(H) = kT \mu_S (1 - H/H_{an}) / S(H)$.

Vortex barriers

(17/I) построил $E_m(H)$ для 270 K, 315 K для array Dotg. Письм. экзамен Span.

Обсуждение с Окс. ее работы по Table-Sw + Vogt, Abstract по Interbat

ее Master задачи по tunneling и spin-torque. E-mails to Prof Kan

Farkhad (далось на пекции в ИАМ) и Оксана Ч. (Uni-postdoc), Окс. С.

Разговор с Глеб: 1) прислать совместь stationary и RNA-FMR для Julian,

2) Abstracts to Ordizia; 3) draft of APL-U. Barrier paper.

(18/I) Meeting с Iñaki: вернул 655 € из 1200 € deposit. Из них – ущерб

171 € utilities (≈верно) и 374 € (143 - cleaning и 231 - ремонт dishwasher) – неожиданно

сказал ему, что если бы знал, что 231 € ремонт, то я откладывался от prof-va

по cleaning и он должен мне 143 €. Потребовал расписку на 120 € – ост. cleaning

(23 € пост. средства)

36/329

Разбор писем. Spanish Экзамена. Уском. экзамен и беседа с Ainhoa.

Submitted с Arantxa ST - Abstracts to Trento и Euromat'2011.

Анализ Ordizia Abstracts (156 на 18/I) с Arantxa. Звонил в Ю. Погорелов

– найти ему support × 2 нед. в Mac-Ukone. Подгонка Vortex - $E_B(H)$.

(19/I) Считаем $E_B(H) = E_m(H) = \mu_S kT \frac{[1 - H/H_{an}]}{S(T,H)}$, μ_S – saturation moment $M_S V$ of the

строим и подгоняем $\varepsilon(H) = T [1 - H/H_{an}] / S(T,H)$ – Dotg array. $S(H)$ из эксп. $M(t)$.

6 Aste Semana

Для 1) $T = 200$ K: $\varepsilon(H) = \varepsilon_0 + a(H - H_0)^n$, строим $\ln(\varepsilon - \varepsilon_0) = \ln a + n \ln(H - H_0)$

Escaneado con CamScanner

Пенуя. $n = 3.556$. $\varepsilon_0 = \varepsilon(2700e) = 13.184$, $H_0 = 269$ Oe $\ln a = -8.438$ (?)

$\ln(\varepsilon - \varepsilon_0) = y$, $\ln(H - H_0) = x$, $y = \ln a + n x$. $(y - y_1) = n(x - x_1)$,

x_1 – новое y_1 – то же на новом шаге, $n = \frac{(y_2 - y_1)}{(x_2 - x_1)}$. $y = y_1 - n x_1 + n x$

$\ln a = y_1 - n x_1 = 2.298 - 3.556 \cdot 1.792 = -8.670$, $a = e^{-8.67} = 1.72 \cdot 10^{-4}$

$[\varepsilon] = \frac{K}{emu}$. $E_m(H) = \mu_s k \varepsilon(H)$. Берем $M_s = 800$ G или

$\mu_s = M_s V = \frac{800}{687} \cdot 2 \cdot 10^{-5}$ emu $= 2.33$ emu $\cdot 10^{-5}$. $\mu_s k = 2.33 \cdot 10^{-5}$ emu $\cdot 1.38 \cdot 10^{-16} \frac{erg}{K} =$

$= 3.22 \cdot 10^{-21} \frac{emu \cdot erg}{K}$

Доп. множ. 10^8 из-за eq. S'. $E_m(H) = 3.22 \cdot 10^{-21} \frac{emu \cdot erg}{K} \cdot 10^8 \cdot \varepsilon(H)$.

$E_m(H) = 3.22 \cdot 10^{-13} \frac{emu \cdot erg}{K} \left[13.184 + 1.72 \cdot 10^{-4} (H - H_0)^n K \right] \frac{K}{emu} =$

$= 4.25 \cdot 10^{-12} + 5.54 \cdot 10^{-17} (H - H_0)^n$ (erg).

Берем $H_{max} = 800$ Oe для $\varepsilon(H)$.

2) $T = 305$ K: $n = 3.545$, $\varepsilon_0 = \varepsilon(262 Oe) = \varepsilon(H_0) = 13.0$, $H_0 = 262$ Oe

$\ln a = y_1 - n x_1 = -1.226 - 3.545 \cdot 2.079 = -8.596$; $a = 1.84 \cdot 10^{-4} = e^{-8.60}$

$E_m(H) = 3.22 \cdot 10^{-13} \frac{emu \cdot erg}{K} \left[13.0 + 1.84 \cdot 10^{-4} (H - H_0)^n \right] \frac{K}{emu} = 4.19 \cdot 10^{-12} + 5.93 \times 10^{-17} (H - H_0)^n$ (erg)

3) $T = 375$ K: $n = 3.957$, $\varepsilon_0 = \varepsilon(261 Oe) = 11.5$, $H_0 = 261$ Oe.

$\ln a = y_2 - n x_1 = -0.207 - 3.957 \cdot 2.197 = 8.901$, $a = e^{-8.90} = 1.364 \cdot 10^{-4}$

$E_m(H) = 3.22 \cdot 10^{-13} \frac{emu \cdot erg}{K} \left[11.5 + 1.364 \times 10^{-4} (H - H_0)^n \right] \frac{K}{emu} = 3.70 \cdot 10^{-12} + 4.39 \times 10^{-17} (H - H_0)^n$ (erg)

→ Вывод: En. Barriers $E_m(H)$ для всех температур (200, 305, 375 K) описываются

Осталось послать Abstracts: 1) "Vort. barriers" to Trento и Ordizia;

2) ST-Nanopillar to Euromat'11 и Nonlin. V. dynam. to Euromat'11; 3) Interdot coupl. to Ordizia Dec.

Темы Ordizia – Abstracts и разделение с Arantxa их на 7 групп в соотв. с Conf. Topics и списком Prog. Com. Members. Запрос Ki-Suk Lee-postdoc?

(20/I) Работа над Ordizia Abstracts. В гости к Токатли (Чуканов, Красовские и Astitings)

(21/I) Беседа с Julian об Ordizia Conf. (все Abs. берем) и Oleh (описание 2006 ему, если я не смогу из SAJOTEK). Запросил френ-шуй у A'Ping. Ургал на оплату Dec. Master 426 € – срок от Dec. 15, 10, Karla отдала фактуру на уборку кв., датированную Jan. 18, 2011 (!?) (120 €)

Ordizia – Abstracts с Arantxa и письмо-инструкция to Pr. Com. Членам Ord. просила помочь по ST-effect описанию – edited и дополн. её file. написал и submitted Vortex-barrier Abstract to Ordizia – Conf.

Azim. SW in $\perp \vec{M}_0$ state

(22/I) Переписка со Славой о azim. SW $m \neq \pm 1$ в perp. saturated dot. 37/328

Задача radial-SW в $\perp$-saturated dot-cylinder была рассм. 10/I, 10/III, 26/VI 2002 г. и 9-11/I 2003 г. и привела к Kakazi-APL'2004.

Azim. $m = \pm 1$ SW в $\perp M_0$-dot сложней. $\vec{M} = M_0 \hat{z} + \vec{\mu}$, $\vec{\mu} \perp \hat{z}$, $\vec{\mu}(\vec{\rho}, t)$.

$$\left\{ \begin{array}{l} -\frac{1}{\gamma} \dot{\mu}_\rho = \mu_\varphi H_t - h^\varphi_m \\ -\frac{1}{\gamma} \dot{\mu}_\varphi = -\mu_\rho H_t + h^\rho_m \end{array} \right\} \text{ или } \left\{ \begin{array}{l} -\frac{1}{\gamma} \dot{\mu}_x = H_t \mu_y - h^y_m \\ -\frac{1}{\gamma} \dot{\mu}_y = -H_t \mu_x + h^x_m \end{array} \right\}, \quad \vec{H}_m = \vec{H}^0_m + \vec{h}_m$$

$\langle \vec{H}^0_m \rangle_z \parallel \hat{z}$, $H_t = \langle H^0_m \rangle_z + H_z$

$\langle H^0_m \rangle_z = H^0_m(\rho)$ – известная ф-ия. $\frac{H^0_m(\rho)}{M_s} = -\frac{4\pi}{\beta} \int_0^\infty \frac{dk}{k} \left[1 - e^{-\beta k} \right] J_1(k) J_0(k\rho)$

Semana Aste 6

Escaneado con CamScanner

Otsaila · Febrero

Agotzaila · Miércoles

Zagora radial SW – 1M₀ была ремена вверх...

7 $\mu_\pm = \mu_x \pm i\mu_y$, $\mu_{x,y} = f(\vec{\rho})$, после чего преобразования фаз $\mu_\pm$ расщепились. Ур-е для μ_- – компл. сопряж. от ур-ния для μ_+.

$\mu_x(\vec{\rho},t) + i\mu_y(\vec{\rho},t) = \mu_+(\vec{\rho},t) = a(\vec{\rho},t)e^{i\Phi_0}$, если $\Theta(\vec{\rho},t) \equiv \Theta_0 + \theta(\vec{\rho})$, $\Phi(\vec{\rho},t) = \Phi_0 + \psi(\vec{\rho})$

$\mu_x + i\mu_y = \sin\Theta\, e^{i\Phi}$, $m_z^0 = \cos\Theta = 1$. θ, ψ – SW перемешивание

$\mu_x(\vec{\rho},t) = \mu(\vec{\rho})\cos\omega t$, $\mu_y(\vec{\rho},t) = \mu(\vec{\rho})\sin\omega t$, $\mu_+ = \mu_x + i\mu_y = \mu(\vec{\rho})e^{i\omega t}$

Ур-е для radial SW profile $\mu(\vec{\rho})$ имеет реш. $\mu_n(\vec{\rho}) = J_0(x_n\rho)$, β

$\mu_x + i\mu_y = e^{i\varphi}(\mu_\rho + i\mu_\varphi)$, $\mu_\rho + i\mu_\varphi = e^{-i\varphi}(\mu_x + i\mu_y)$ by definition

Для azim. SW надо $\mu_x(\vec{\rho},t) = \mu(\vec{\rho})\cos(\omega t - m\varphi)$, $\mu_y(\vec{\rho},t) = \mu(\vec{\rho})\sin(\omega t$

$\mu_+ = \mu_x + i\mu_y = \mu(\vec{\rho})e^{i(\omega t - m\varphi)} = \mu_+(\vec{\rho},t)$.

$\mu_\rho = \mu_x\cos\varphi + \mu_y\sin\varphi = \mu\cos A\cos\varphi + \mu\sin A\sin\varphi = \mu\cos(A-\varphi)$

$\mu_\rho(\vec{\rho},t) = \mu(\vec{\rho})\cos[\omega t - (m+1)\varphi]$, $\mu_\varphi(\vec{\rho},t) = \mu(\vec{\rho})\sin[\omega t - (m+1)\varphi]$

$\mu_\varphi = -\mu_x\sin\varphi + \mu_y\cos\varphi = -\mu\cos A\sin\varphi + \mu\sin A\cos\varphi = \mu\sin(A-\varphi)$

$\mu_\rho + i\mu_\varphi = \mu e^{i[\omega t - m\varphi - \varphi]} = (\mu_x + i\mu_y)e^{-i\varphi}$. $\nu = m+1$.

$h_m^\rho = \int d^2\vec{\rho}'\,[G_{\rho\rho}\mu_\rho + G_{\rho\varphi}\mu_\varphi]$, $h_m^\varphi = \int d^2\vec{\rho}'\,[G_{\varphi\rho}\mu_\rho + G_{\varphi\varphi}\mu_\varphi]$

$G_{\alpha\beta}(\vec{\rho}\vec{\rho}')$ уже усреднен по zz'. Лучше $G_{\alpha\beta} \to g_{\alpha\beta}(\vec{\rho}\vec{\rho}') = \frac{1}{L}\int dz dz' G_{\alpha\beta}(\vec{z}\vec{z}')$

См. $\frac{2/\text{VII}}{2005}$ (Сим. пер.) – нашли azim. SW в $1\vec{M}_0$, но $\nu = m-1$.

$\mu_\rho(\vec{\rho},t) = \mu(\vec{\rho})\cos(\omega t - \nu\varphi)$, $\mu_\varphi(\vec{\rho},t) = \mu(\vec{\rho})\sin(\omega t - \nu\varphi)$, $\nu = m+1$.

$\int d\varphi' g_{\alpha\beta}(\vec{\rho}\vec{\rho}')\cos(\omega t - \nu\varphi) \sim \cos(\omega t - \nu\varphi)$

$\sin(\omega t - \nu\varphi) \sim \sin(\omega t - \nu\varphi)$ → это возможно – сопряжен. $\cos(\cdot)$, $\sin(\cdot)$ в УД μ_ρ, μ_φ

Тогда остается два УД для $\mu(\vec{\rho})$, которые должны совпадать, это не факт — см. $2/\text{VII}$ 2005г. Может надо $\mu_x(\vec{\rho})$ и $\mu_y(\vec{\rho})$ решать?

23/I Написал draft V. barrier APL и послал его Gleb, Окс., Julian, Arantxa

24/I Ai Ping прислала revised Nanotube-B JAP paper. Обсуждение position for Arantxa и Ordizia Conf. с Julian. Ordizia-work с Arantxa. Arantxa согласна на позицию X-ray техника. Обсуждение с Окс.С. текущих дел, Abstract-Ordizia, наша работа и Master-homeworks. Тел. обсуждение с Окс.Ч. (barrier APL и Trento Conf.) и Фархад (Ordizia talks). Написание Ordizia-Abs на Interdot compl. с Окс.

38/327

25/I Встреча с Л.В City Hall. Пройти регистрацию (надежда 2 года назад) и получить пропуск на Isidro Ansorena. Submitted Coupling-Abs. + Ordizia. Написан и submitted Abstract ST-nanopillar-theory to Euromat'11. Прислал и послал to Gleb Trento-Abs. V. barriers. Revis. JAP-Ai Ping paper

26/I Meeting с Julian и Arantxa: 1) program of talks Ordizia Conf. ~40 orals 2) Arantxa возьму на MICINN-NSF grant поэтому на 2 года на 50% – 60% зам. переписка с Окс.Ч. об vort-barrier APL. Получил e-mails из MICINN и Vicerrectorado об NSF-MICINN grant, обсужд. смет. grant'a с Julian. Работа над JAP-Nanotubes-B paper переделкой. Change cell phones addresses

6 Aste Astelehena

Febrero · Otsaila

8

(27/I) Забассейна. Переписка с MICINN об смене NSF-grant и RTNSA с Arantxa. Получил приглаш. от Вортманского на ICFM'2011 – Крым. Приглашен Рабоа на ~~конференцию~~ по FMR Feb 4. JAP-Nanotubes передела

(28/I) Arantxa подала Appl. на х-лаунч-техника в нашем Dept. переписка с Гребенкиным и Рабоа по расчетам RTNSA и ICFM'2011. Беседа с Окс.: 1) диплом по ~~магнетизму~~, Алёхин не уже; 2) Зимн. подготовка к экзаменам и зачетам по молодым. председ. Master курса. Julio: Osteguna

(29-30/I) подготовил paper по Green funct. // JAP-Nanotubes – отослал Рабоа. in rectang. geometry и послал to Славик.

(31/I) оформил. Arantxa на postdoc., смена Magnonics-NSF грант, RTNSA – переписка. разговор с Arantxa Abs-Klein по radial и azim. SW в Py/Cu/Py nanopillar расчеты. papers Mills и Klein Azim. SW в 1 No cylindrical dots – наблюдались by MRFM, см. PRB-2008. обсужд. с Julian RTNSA Conf. (нарал. Session for orals) и возможная провести MAGNONICS Conf. в San Sebastian.
разбор MRFM 1 No disk Klein-Slavin; PRB'08: посчитаны диагр. частоты ω_{em} (rad. и azim. SW) на $J_e(x_{em}) e^{ikl}$. При $l=0$ результат не сводится к $\omega_{om} = H - 4\pi M_s N + 4\pi M_s f(x_{oml})$ из Kakazi APL'04, а есть $\omega_{om} = \sqrt{\omega_1 \omega_2}$, с $\omega_1 \neq \omega_2$.

(1/II) С Л. в Carrefour – купили посуду и прод. на В. новый год и Л. день рожд. Гарсеев тел. поставил, что Fe/Si/Fe tri-layer dot с R=500 nm, L=5 nm будет иметь при J<0 (AFM interlayer Coupl.) SD основное вихревое, т.е. double vortex state. Получил из MICINN очередь PLB-гранта, которая немного отлич. от смены submitted to UPV (сдвиг по годам 2010/2011/2012).
Отправил resume и list of changes for JAP-Nanotubes-B paper с Ai Ping.

(2/II) Приготовил TIFF-files of all Figures, вычитал Nanotubes-B paper и submitted it on-line to JAP. Звонил Глеб: обсужд. barrier APL и поездки.

(3/II) принес. и послал to Amalia (Vicerrectorado) new Financial Table of money distr. PIB2010US-грант. Рецензир. paper ICNM'10 (Faik) послал Славику APL'99, APL'00, PL'01 по coupled dot arrays. Послал seminar announcement FMR-talk by G. Kakazei. Обед с Глебом.

(4/II) Обсужд. с Julian и Gleb: FMR equip. grant application у Ikerbasque opp. Seminar talk by Gleb: Intro to FMR и FMR in circ. dots с variable θ_H. Обед в Igara с Julian и Gleb. С Л. и Глеб в downtown „Cortefiel" „Casa" etc. обсужд. с Arantxa расчеты $\omega(H)$ в circ. dot для exp. Глеба. Окс. сдала Spintorque to Rubio (доклад).

(5/II) Уборка кв. „Глеб", фруктов и цветов для Л. Пришли в гости на Васог. новый год Илья и Нат. Токаловы, Женя с Олей Крас. с детьми.

(6/II) Работа с Глебом над Vortex-barrier APL. Отдал Глебу 200€ долга. С Л. и Глебом в Miramar с шамп. и „la Rocca" (Поре D. в Кливе)
Л. день рожд. дома с Л., А. и Глебом. Перевел Юле – 100€.

(7/II) Фин. отчет по travel Глеба. Отправил ICB. Разговор с Максимом. Он подает на high-postdoc в CSIC на 3 года (сотрудо). На кафедре Fis. Materiales открыто 2 вакансии техников – х-лаунч (Arantxa подала), VSM (Михаил подал). Написал и послал Report по JAP paper by Toscano et al. Vortex-antivortex int. Письмо to Agen. Inmobiliaria-Papi о ремонте потолка и стенах Iberdrola.

Semana • Aste 6

(8/II) Работа над Rect. Green-functions paper.

(9/II) Визит в Polica о смене home address – нужна копия application с фотоф.

Otsaila · Febrero

9 C.Л. в La Perla - обед. Встреча с Ос : 1) Vogt rad. Sw paper не закончила, ожид. next week; 2) за Master надо написать отчет; 3) урок. Arantxa, которая спрашивала что-то, что я забыла, 4) новое деление категорий и они мне не очень нравятся, для d(0) 2 группы, 5) Vortex rad. modes; 6) Vortex TM coupled dots; 5) делать ей presentation - talk и JNN-Conf. paper. Переписка с ISI-Web.

Ostrala · Jueves 2-х dots на плоскости I_x, y(d), с обобщением на N × N dot, Встреча с Arantxa: расписание Orbitia Abstracts и оценки Reviewers, приходила плата of Invited talks. Звонил Гриб и Фархад. Гриб обещал прислать all data по pinning d(0) - FMR. Подпис. Tarjeta app

10/II C.Л. и А. в Police: надо applications на Tarjetas с новым адресом. Расписка с Arantxa RTNSA - Abstracts и Referee reports

10-12/II Travel to Orbitia to Program Committee meeting. Обсуждение распределение Invited talks по дням/часам и какие Abstracts to accept (Oral or Poster, 77 и 69) или Reject (27 шт.). Фархад прилет. в Madrid-Ц.М.

13/II C.Л. в "La Perla". Revised Redrang. Green funct. paper и посылал Ольге Блинов в Madrid - Porto на 27/II, 3/III, 7/III.

14/II Обсуждение на Invitation by O. Klein to participate in Workshop "Structure Editors" in Paris Dec. 14-16, 2001. Написал O. Klein о согласии участвовать с F/N/F-vortex long paper и NL-, Atom. SW F/N/F projects (Послал расписание правления Atom. SW в LNS Cylinder). H. Stoll прислал revised version Vortex rev. - SW" preprint. Обсуждение с F. Vogt прислал revised Rad. SW-paper с comments by Hillebrands: 1) в чем новизна теории? 2) что нужно в paper для продажи?

Купил билеты Madrid ⇄ Porto на 3/7 March. Ос. забронировала и не прилетела - прислала revised Фирма. Обсужд. Barrier-APL с Кальзе и Serge (прислать theory sec.). Подпис. Conf. Acceptance/Rejection letters. (Arantxa)

15/II Meeting с Ант. инженер. электроника. Meeting с Julian и Arantxa о RTNSA (27 rejected Abs., много talks для reg. co-author) и обсужд. Arantxa's appl. на postdoc (оставить 60% на 2 года) и VSM-technician positions. Orga Patxi payment forms for NanoSpain'11 для себя и Aiping (Ольга, в четв. Feb. 18 спросить, если Patxi не оплатил). JAP - Nanotubes - B state is accepted "as is" (revised version). E-mails от Фархад о рецензиях в Madrid (Ольга). Julian напомнил мне JNN-Ольга paper to review ASAP.

16/II Работа над Radial-SW manuscript. Беседа с Arantxa об technician positions. Sábado Она выиграла UPV конкурс и на VSM, и на Domingo Olganda хочет подать в MICINN на х-ер, чтоб #2 VSM - Ipatov мог подать на VSM. Посоветовал ей VSM все же.

Arantxa получила отказ University accreditations "UniQual" и (ANEP) собирается подать на и "Aneca". Announcement "Casa de Talento" (Mirakantxa) для Scientists лимит ≤ 1.5 года. Вычитка Radial SW-paper. Гриб прислал ppt-file of pinning change - FMR при $H(0°) \to H(90°)$, и прислал задержку Vortex-barrier APL ревизия на подпись из-за подачи проекта. Оксана прислала corrections barrier-APL.

17/II Обсужд. с Julian Arantxa-technician applications (пусть Arantxa сама выбирает) посоветовал Arantxa'е выбрать VSM-techn. position. Revised Radial SW-PRB и послал Vogt

Escaneado con CamScanner

Current papers: 1) V. Barrios APL – many revisions by Kakazei и Sergo
2) Rectang. Green func. – many revisions by Slavin
3) Vortex radial SW – under my revision (уточнение теории) → sent Kuklin
4) CoFe FMR paper – на рассм. в Current Nanosci. (Гиев следит)
5) Nanodiscs – Bespalov – accepted to JAP (modify Figs – Ai Ping)
6) ST-Vortex-F/N/F – довести до теор. paper, у'ит. APL-Locatelli-exp. и Sim. Boust IE[3]
Lunes: Astelehena

Сделать расчеты: 1) Azim. SW в $\perp \vec{M}_0$ cyl. dot-Klein; 2) Vortex TM for coupled dots (Ока.)
3) FMR-pinning (Гиев, Арапкина), 4) Double-V. F/N/F-MPD (Гарсеев), 5) уточ. coupling in Ni-nanodiskes arrays

(18/II) Беседы с Julian и Arantxa об Arantxa's technician applications:
A. отказался под давлением Julian и Жукова к X-ому application, хотя "магнетометр" дает ей больше шансов (не удалось ее переубедить)
Получил Abstracts 2 докладов для RTNSA от Ольхова. поздр. Оке. с днем рожд. Обсуждение с ней ситуации с Arantxa и расчета частот и собств. мод of 2 coupled dots с P_1, P_2, C_1, C_2 (Shibata-2003). Рецензия JNN-Sierra.

(19/II – 20/II) Отослал JNN-Sierra report to Julian. Получ., с П. и Ю. до ва Регса и к морю. E-mails to Lyubchanskii и Stoll, Ryan Air bikette.

Ур-ния для radial SW (27/II 102.): $\begin{cases} \hat{G}_{zz}\, \varepsilon\varepsilon = \omega \mu \\ \hat{G}_{\varphi\varphi}\, \mu = \omega\, \varepsilon\varepsilon \end{cases}$ $\left\{ \begin{array}{l} \int d\varphi' \sin\varphi' g_{zz}(\varphi\varphi')\, \varepsilon\varepsilon(\varphi') = \omega \mu(\varphi) \\ \int d\varphi' \sin\varphi' g_{\varphi\varphi}(\varphi\varphi')\, \mu(\varphi') = \omega\, \varepsilon\varepsilon(\varphi) \end{array} \right\}$

Операторы G_{zz} и $G_{\varphi\varphi}$ можно привр. в матрицы, что похоже (как в Arfken, гл. 4) $\tilde{G}_{zz} = G_{\varphi\varphi}$, $G_{zz} G_{\varphi\varphi} \mu = G_{zz} \omega \varepsilon\varepsilon = \omega^2 \mu$.
СЗ of $G_{zz} G_{\varphi\varphi}$ должны быть real, но соб. векторы не orthogonal, т.к. $G_{zz} G_{\varphi\varphi}$ не эрмитов оператор (матрица).

Дополнить Rectang. Green func. paper: 1) устойчивость main eigenvalue;
2) связь инт. ур. на СЗ с дир. ур., грав. уск.

Если $A \vec{r}_n = \lambda_n \vec{r}_n$ и A-эрмитова n×n matrix. пусть $\lambda_1 = \max(\lambda_n)$, тогда $\frac{\langle \vec{r} | A | \vec{r} \rangle}{\langle \vec{r} | \vec{r} \rangle} \le \lambda_1$, причем ошибка в оценке λ_1 ~ $\sum \delta_i^2$, где $|\vec{r}\rangle = |\vec{r}_1\rangle + \sum_{i=2}^{n} \delta_i |\vec{r}_i\rangle$. Док-во: $\langle \vec{r} | \vec{r} \rangle = \left[\langle r_1| + \sum_{i=2}^{n} \delta_i \langle r_i| \right] \left[|r_1\rangle + \sum_{i=2}^{n} \delta_i |r_i\rangle \right] =$ (возьмем с вектор)
$= 1 + \sum_{i,j} \delta_i \delta_j \langle r_j | r_i \rangle$

$\langle \vec{r} | A | \vec{r} \rangle = \left[\langle r_1| + \sum_{i=2} \delta_i \langle r_i| \right] A \left[|r_1\rangle + \sum_{i=2} \delta_i |r_i\rangle \right] = \lambda_1 + \sum_{i,j} \delta_i \delta_j \langle r_i | A | r_j \rangle =$
$= \lambda_1 + \sum_{ij} \lambda_i \delta_i \delta_j \cdot \delta_{ij} = \lambda_1 + \sum_{i=2} \lambda_i \delta_i^2$

$\frac{\langle \vec{r} | A | \vec{r} \rangle}{\langle \vec{r} | \vec{r} \rangle} = \frac{\lambda_1 + \sum_i \lambda_i \delta_i^2}{1 + \sum_i \delta_i^2} = \lambda_1 \frac{1 + \sum_i (\lambda_i/\lambda_1) \delta_i^2}{1 + \sum_i \delta_i^2} \le \lambda_1$ с точн. δ_i^2, т.к. $\frac{\lambda_i}{\lambda_1} \le 1$.

43/322

Обобщение: возьмем вектор $|r_m\rangle$ с λ_m. $|\vec{r}\rangle = |\vec{r}_m\rangle + \sum_{i \ne m} \varepsilon_i |r_i\rangle$, $|\varepsilon_i| \ll 1$,
$\delta |\vec{r}_m\rangle = \sum_i \varepsilon_i |r_i\rangle$, т.к. $|r_i\rangle$ – complete orthogonal set.

$\langle \vec{r} | \vec{r} \rangle = \left[(1+\varepsilon_m) \langle r_m| + \sum_{i \ne m} \varepsilon_i \langle r_i| \right] \left[(1+\varepsilon_m) |r_m\rangle + \sum_{i \ne m} \varepsilon_i |r_i\rangle \right] =$
$= (1+\varepsilon_m) + \sum_{i \ne m, j \ne m} \varepsilon_i \varepsilon_j \langle r_i | r_j \rangle \overset{(\delta_{ij})}{=} 1 + \varepsilon_m + \sum_{i \ne m} \varepsilon_i^2$

$\langle \vec{r} | A | \vec{r} \rangle = \left[(1+\varepsilon_m) \langle r_m| + \sum_i{}' \langle r_i| \varepsilon_i \right] A \left[(1+\varepsilon_m) |r_m\rangle + \sum_{i \ne m} \varepsilon_i |r_i\rangle \right] =$
$= \lambda_m (1+\varepsilon_m)^2 + \sum_{i,j}{}' \lambda_i \varepsilon_i \varepsilon_j \langle r_i | r_j \rangle = \lambda_m (1+\varepsilon_m)^2 + \sum_{i \ne m} \lambda_i \varepsilon_i^2$

Semana • Aste 7

Escaneado con CamScanner

Otsaila · Febrero

Оценка возмущ. СЗ λ_m

$$\frac{\langle\vec\tau|A|\vec\tau\rangle}{\langle\vec\tau|\vec\tau\rangle} = \frac{\lambda_m(1+\varepsilon_m)^2 + \sum_{i\neq m}\varepsilon_i^2\lambda_i}{1+\varepsilon_m+\sum_{i\neq m}\varepsilon_i^2}$$

. Если произведение $\varepsilon_i^2 \ll 1$ можно пренебречь

13

$$\frac{\langle\vec\tau|A|\vec\tau\rangle}{\langle\vec\tau|\vec\tau\rangle} = \lambda_m(1+\varepsilon_m) + O(\varepsilon_i^2),\quad \lambda_m$$

только если $|\vec\tau\rangle = |\vec\tau_m\rangle + \sum_i \varepsilon_i|\vec\tau_i\rangle$ имеет

Astearte · Martes

Trial function $|\vec\tau\rangle$ обычно вида даст линейный по ε_m член в $\frac{\langle\vec\tau|A|\vec\tau\rangle}{\langle\vec\tau|\vec\tau\rangle}$.

trial coeffs. Значение. Исключение: λ_m устойчиво, если $\varepsilon_m = 0$ ($\delta|\vec\tau\rangle$ ортогонально $|\vec\tau_m\rangle$).

Нет пользы. Т.к. мы не знаем точные $\lambda_m, |\vec\tau_m\rangle$, то и не знаем как построить trial CФ, так чтобы $\delta|\vec\tau\rangle$ было ортогонально $|\vec\tau_m\rangle$.

→ 2) Ур-е Штурма-Лиувилля $\hat L y(x) + \lambda\rho(x)y(x) = 0$, $\hat L = \frac{d}{dx}\left(p(x)\frac{d}{dx}\right) + q(x)$

2 граничных условия $\begin{cases}\alpha_1 y(a) + \beta_1 y'(a) = 0\\ \alpha_2 y(b) + \beta_2 y'(b) = 0\end{cases}$ эквивалентно интегр. ур-ию $y(x) = \lambda\int_a^b G(xx')\rho(x')y(x')dx'$

надо только ф. Грина $G(xx')$ построить по особым условиям, зная $p(x)$ и $q(x)$

→ Можно ли, наоборот, зная $G(xx')$ из наглядных рассуж., перейти к ур. Штурма-Лиувилля? По $\hat L$ можно найти G, а наоборот – нет.

Если $\varphi(x) = \lambda\int_a^b dx' K(x,x')\rho(x')$ с сим. ядром, то $K(x,x') = \sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{\lambda_n}\varphi_n(x)\varphi_n(x')$

$\varphi_n(x)$ – СФ, λ_n – СЗ.

(21/II) Julien сказал, что сегодня он уезжает в Одессу – об всем (Аргентина, CEMAG, Sum.Schw) поговорим завтра. Ailing привозил 6 суперкупов (не тех), поэтому ей "не-до Fig.5 и 7 of Nanotubes-B state paper.

Восстановление ур. ур. Ш.-Л. из $\lambda_m(x)$ (stripe): $\lambda_m(x) = \int_0^1 dx' G_{zz}(xx')m(x')$, $G_{zz}(xx') = \frac{2}{\rho}\ln\left[\frac{(x-x')^2}{(x-x')^2+\rho^2}\right]$, $\rho = 4/w$

$$\frac{d}{dx}G(x,x') = \frac{2}{\rho}\frac{d}{dx}\left[2\ln|x-x'| - \ln[(x-x')^2+\rho^2]\right] = \frac{2}{\rho}\left[\frac{2|x-x'|}{|x-x'|^2}s'gn(x-x') - \right.$$

$$\left. - \frac{1}{(x-x')^2+\rho^2}\cdot 2|x-x'|\,sign(x-x')\right] = \frac{4}{\rho}|x-x'|\,sign(x-x')\left[\frac{1}{|x-x'|^2} - \frac{1}{(x-x')^2+\rho^2}\right]$$

$$\Delta(x') = \frac{d}{dx}G(x,x')\Big|_{x\to x'+0} - \frac{d}{dx}G(x,x')\Big|_{x\to x'-0} = \frac{4}{\rho}\varepsilon\left[\frac{1}{\varepsilon^2} - \frac{1}{\varepsilon^2+\rho^2}\right] -$$

$$- \frac{4}{\rho}(-1)\varepsilon\left[\frac{1}{\varepsilon^2} - \frac{1}{\varepsilon^2+\rho^2}\right] = \frac{8}{\rho}\varepsilon\left[\frac{1}{\varepsilon^2} - \frac{1}{\varepsilon^2+\rho^2}\right] = \frac{8}{\rho}\left[\frac{1}{\varepsilon} - \pi\delta(\rho)\right]_{\varepsilon\to 0} = \infty,$$

За исключением $\rho\to 0$ и $\rho<\varepsilon$. тогда $\Delta(x') = \frac{8}{\rho}\frac{\varepsilon}{\varepsilon^2}\frac{\rho^2}{\varepsilon^2+\rho^2}\Big|_{\rho\to 0} = 8\varepsilon^{-1}\pi\delta(\varepsilon) = \infty$

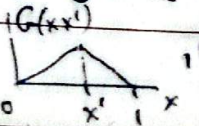
$\Delta(x') = -\frac{1}{p(x')}$, $p(x)$ из Ш.-Л. ур. ур.

$p(x)$ сам нигде не определен в Ш.-Л. ур. ур. не восстановить.

$G(x,x')$ строится из решений однородного ур. Ш.-Лиувилля $u(x)$ и $v(x)$, удовл. гран. условиям при $x=a$ и $x=b$, соответственно.

Для stripe с $\sin(n\pi x) = \varphi_n(x)$, Ш.-Л. ур. $y''(x) + \lambda y(x) = 0$ приводит к $y(0) = y(1) = 0$,

ф-ция Грина $G(x,x') = \begin{cases}x(1-x'), & x<x'\\ x'(1-x), & x'<x\end{cases}$



, которая отдельно похожа на исходную ФГ $G_{zz}(xx')$ для

Asteartea · Semana

Еще способ перейти к диф. ур. от $\lambda m(x) = \int dx' G(xx') m(x')$, разложить $m(x') = m(x) + \sum m^{(n)}(x) (x-x')^n$ внутри $x' = x$. Будет диф. ур. со второй, которое упрощается при $\rho \to 0$ [см. Gus' PRB'02 stripes].

Rayleigh-Ritz variational technique.

$$F[y(x)] = \frac{\int_a^b dx \left[\rho y_x^2 - q y^2 \right]}{\int_a^b dx\, \rho(x) y^2} \qquad \delta F = 0 \to \frac{d}{dx}\left[\rho \frac{dy}{dx}\right] + q y + \lambda \rho y = 0$$

$$\hat{L} y + \lambda \rho y = 0$$ ур. Штурма-Лиувилля

с граничн. условиями $\rho y_x y \Big|_a^b = 0$. А ур-е Ш.-Л. эквивалентно инт. ур-ию Фредгольма $y(x) = \lambda \int_a^b dx' \rho(x') G(xx') y(x')$.

Если $J[\varphi(x)] = \int_a^b dx \int_a^b dx' K(x,x') \varphi(x) \varphi(x')$, то $\delta J = 0$ при условии $\int_a^b \varphi^2 dx = 1$ дает ур-е Фредгольма $\varphi(x) = \lambda \int_a^b dx' K(x,x') \varphi(x')$, $K(x,x')$ симметрично.

$\varphi(x) = m(x)$, $J[m] = W[m]$ – динам. магнитостатическая энергия,

$\to$ Min $W[m] \to \lambda m(x) = \int_a^b dx' K(xx') m(x')$ – дает ур-е на собств. и. моды.

2 Coupled vortices – general case

Обсужд. с Arantxa ее applications for technician position (сходила если UPV не поддержит ее application на Mag. X-ray, то на Magnetometer подавать не будет). E-mail от Katrin о radial SW-vortex: описывает ли теория radial-SW localization с $n\uparrow$ при $\beta \geq 0$ для $\beta = 0.016$? Подробный ответ. Такая механизация произвела Kerr-images Buess. PRL'04 и моему расчету PRB'05 для $\beta \ll 1$. Но при $\beta \geq 0.1$ и расширение нельзя. Расчет с Оксаной Гаргас 2-coupled Ono dots и собств. векторов. Modification Figs. 5 и 7 of Nanotube-B JAP paper с Ai Ping (послать в типографию).

(22/II) Arantxa подает на X-ray techn. position (UPV разрешил). Купили и установили подставку под матрац (132€) в Аляска. (В кухонный шкаф IKEA-ящик с Julian.)

Для эллипт. дота (double-vortex dyn.) еще 19/VI 2005 г. получил частоты собств. моды с $W(\vec{X}_1, \vec{X}_2) = \frac{1}{2} \sum_j \left[\varkappa_1 X_j^2 + \varkappa_2 Y_j^2 \right] + \mu_1 X_1 X_2 + \mu_2 Y_1 Y_2$

Elliptic 2-vortex dot

при $\varkappa_1 = \varkappa_2$, $|G_1| = |G_2|$ это сводится к задаче Shibata'ARB'03 $\mu_1 \neq \mu_2$

надо $\mu_j \sim C_1 C_2$ как у Shibata'03. Если $\mu_1 = \mu_2$, $\varkappa_1 \neq \varkappa_2$ – сводится к F/N/F ($\varkappa_1 = \varkappa_2$ можно) APL'05.

$G_j = |G_j| (-\beta_j)$, $\vec{Z}(t) = |Z_0| e^{i\omega_0 p t}$, $p > 0$ – CCW rotation

$\to$ если $\vec{G} \times \dot{\vec{X}} = \partial W / \partial \vec{X}$ и $-G_2 \dot{Y} = \varkappa X$, $G \dot{X} = \varkappa Y$, $G_2 = -p|G|$.

при разных знаках для одинаковых dots (M_S, L, R, γ) надо $G_j = G_{2j} = -p_j |G_j|$, $|G_j| = |G| = G > 0$

$$\begin{cases} p_1 G \dot{Y}_1 = \varkappa_1 X_1 + \mu_1 X_2 & (1) \\ -p_1 G \dot{X}_1 = \varkappa_2 Y_1 + \mu_2 Y_2 & (2) \\ p_2 G \dot{Y}_2 = \varkappa_1 X_2 + \mu_1 X_1 & (3) \\ -p_2 G \dot{X}_2 = \varkappa_2 Y_2 + \mu_2 Y_1 & (4) \end{cases}$$

(1)+(3): $G\left[p_1 \dot{Y}_1 + p_2 \dot{Y}_2\right] = (\varkappa_1 + \mu_1)(X_1 + X_2)$

p_1(2)+(4)$\cdot p_2$: $-G\left[\dot{X}_1 + \dot{X}_2\right] = \varkappa_2 (p_1 Y_1 + p_2 Y_2) + \mu_2 (Y_2 p_1 + Y_1 p_2)$

Как плохо

См. отн. фазы X_j, Y_j 5-6/X 2005 г.

$$\begin{pmatrix} 0 & -p_1\varkappa_2 & 0 & -p_1\mu_2 \\ p_1\varkappa_1 & 0 & p_1\mu_1 & 0 \\ 0 & -p_2\mu_2 & 0 & -p_2\varkappa_2 \\ p_2\mu_1 & 0 & p_2\varkappa_1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X_1 \\ Y_1 \\ X_2 \\ Y_2 \end{pmatrix} = i\omega G \begin{pmatrix} X_1 \\ Y_1 \\ X_2 \\ Y_2 \end{pmatrix}$$

– Записав в таком виде $\hat{R}\vec{a} = \lambda \vec{a}$ и подставляя ω_n из $\det \hat{R}(\omega) = 0$ можно найти собств. фазы X_j и Y_j (собств. векторы матрицы $\hat{R}$)

Escaneado con CamScanner

Otsaila · Febrero

15

Нормальные моды цепи в виде $\vec{X} = (X, y)$, $X = a_1 X_1 + a_2 X_2$, $y = b_1 y_1 + b_2 y_2$

Будем искать $X_1 = a_1 \tilde{X}_1 + a_2 \tilde{X}_2$, $y_1 = b_1 \tilde{y}_1 + b_2 \tilde{y}_2$

$X_1 = \tilde{X}_1 + a_1 \tilde{X}_2$, $y_1 = \tilde{y}_1 + b_1 \tilde{y}_2$, $X_2 = \tilde{X}_2 + a_2 \tilde{X}_1$, $y_2 = \tilde{y}_2 + b_2 \tilde{y}_1$

(1): $\rho_1 G [\dot{\tilde{y}}_1 + b_1 \dot{\tilde{y}}_2] = \varkappa_1 [\tilde{X}_1 + a_1 \tilde{X}_2] + \mu_1 [\tilde{X}_1 + a_2 \tilde{X}_2]$

(3): $\rho_2 G [\ddot{\tilde{y}}_1 + b_2 \ddot{\tilde{y}}_2] = \varkappa_1 [\tilde{X}_1 + a_2 \tilde{X}_2] + \mu_1 [\tilde{X}_1 + a_1 \tilde{X}_2]$

Lee-Arkin'1991 $\vec{X} = (X_1 + X_2, y_1 + \rho_1\rho_2 y_2)$, $\vec{\xi} = (X_1 - X_2, y_1 - \rho_1\rho_2 y_2)$ - неверно при $\rho_1\rho_2 = -1$, См. 7/Σ 2005 г, 19/VI 2005 г.

Я написал $\omega^2_{x,\xi} = (\omega^+_{1,2})^2 = \frac{1}{G^2}(\varkappa_1 \pm \mu_1)(\varkappa_2 \pm \mu_2)$ для $\rho_1\rho_2 = +1 = \rho$.

$\omega^+_1 = \omega_x$, $\vec{X} = \frac{(\vec{X}_1 + \vec{X}_2)}{2}$, и $\omega^+_2 = \omega_\xi$, $\vec{\xi} = \vec{X}_1 - \vec{X}_2$.

Собств. вектора ($\rho_1\rho_2 = +1$): $\begin{pmatrix} X_1 \\ y_1 \\ X_2 \\ y_2 \end{pmatrix}_{\omega^+_1 (i,i)} = \begin{pmatrix} 1 \\ i\varepsilon^+_1 \\ 1 \\ i\varepsilon^+_1 \end{pmatrix}$, $\begin{pmatrix} X_1 \\ y_1 \\ X_2 \\ y_2 \end{pmatrix}_{\omega^+_2 (0,0)} = \begin{pmatrix} +1 \\ i\varepsilon^+_2 \\ -1 \\ -i\varepsilon^+_2 \end{pmatrix}$, Нормировка $\varepsilon^+_{1,2} = \sqrt{\frac{\varkappa_i + \mu_i}{\varkappa_2 + \mu_2}}$

Это собств. вектора авт. Координатная декомпозиция $X_1, y_1, \xi_{x_1}, \xi_{y_1}$ по X_j, y_j. $X = X_1 + X_2$, $y = i\varepsilon^+_1 (y_1 + y_2)$, $\xi_x = X_1 - X_2$, $\xi_y = i\varepsilon^+_2 (y_1 - y_2)$

Для $\rho_1\rho_2 = -1$ собств. частоты $(\omega^-_{1,2})^2 = \frac{1}{G^2}(\varkappa_1 \pm \mu_1)(\varkappa_2 \mp \mu_2)$ и собств. вектора

$\begin{pmatrix} X_1 \\ y_1 \\ X_2 \\ y_2 \end{pmatrix}_{\omega^-_1 (i,\rho)} = \begin{pmatrix} 1 \\ i\varepsilon^-_1 \\ 1 \\ -i\varepsilon^-_1 \end{pmatrix}$, $\begin{pmatrix} X_1 \\ y_1 \\ X_2 \\ y_2 \end{pmatrix}_{\omega^-_2 (0,i)} = \begin{pmatrix} 1 \\ i\varepsilon^-_2 \\ -1 \\ i\varepsilon^-_2 \end{pmatrix}$, $\varepsilon^-_{1,2} = \frac{1}{\omega^-_{1,2}}(\varkappa_1 \pm \mu_1)$, $\varepsilon^-_1 = \sqrt{\frac{\varkappa_1 + \mu_1}{\varkappa_2 - \mu_1}}$, $\varepsilon^-_2 = \sqrt{\frac{\varkappa_1 - \mu_1}{\varkappa_2 + \mu_2}}$

будут их собств. векторами $\tilde{X} = X_1 + X_2$, $\tilde{y}_1 = i\varepsilon^-_1 (y_1 - y_2)$ и $\tilde{X}_2 = X_1 - X_2$, $\tilde{y}_2 = i\varepsilon^-_2 (y_1 + y_2)$?

(1)-(3): $G[\dot{y}_1 - \dot{y}_2] = (\varkappa_1 + \mu_1)(X_1 + X_2)$ и $\rho_1(1) + (4)\rho_2$: $-G[\dot{X}_1 + \dot{X}_2] = \varkappa_2 (y_1 - y_2) + \mu_2 (y_2 - y_1)$

$G \frac{1}{i\varepsilon^-_1} \dot{y}_1 = (\varkappa_1 + \mu_1) \tilde{X}_1$ и $-G\dot{X}_1 = \frac{1}{i\varepsilon^-_1} [\varkappa_2 \tilde{y}_1 - \mu_2 y_1] = \frac{1}{i\varepsilon^-_1} (\varkappa_2 - \mu_2) \tilde{y}_1$ - система

Замкнулась на $\tilde{X}_1, \tilde{y}_1$, $\Rightarrow \vec{X}_1 = (\tilde{X}_1, \tilde{y}_1)$ - собственный вектор.

$G \frac{1}{i\varepsilon^-_1} \ddot{y}_1 = (\varkappa_1 + \mu_1) \dot{X}_1 = -\frac{1}{G} \frac{1}{i\varepsilon^-_1} (\varkappa_2 - \mu_2) \tilde{y}_1 (\varkappa_1 + \mu_1)$, $\ddot{y}_1 = -\frac{1}{G^2} (\varkappa_1 + \mu_1)(\varkappa_2 - \mu_2) \tilde{y}_1$

$(\omega^-_1)^2 = \frac{1}{G^2}(\varkappa_1 + \mu_1)(\varkappa_2 - \mu_2)$ - верная частота $\vec{X}_1$-моды.

Для $\rho_1\rho_2 = +1$: $\vec{X}_{(\omega^+_1)} = [X_1 + X_2, i\varepsilon^+_1 (y_1 + y_2)]$; $\vec{\xi}(\omega^+_2) = [X_1 - X_2, i\varepsilon^+_2 (y_1 - y_2)]$

Для $\rho_1\rho_2 = -1$: $\vec{X}_1(\omega^-_1) = [X_1 + X_2, i\varepsilon^-_1 (y_1 - y_2)]$; $\vec{X}_2(\omega_2) = [X_1 - X_2, i\varepsilon^-_2 (y_1 + y_2)]$

"i" здесь показывает сдвиг фаз y по сравн. с X в комп. подходе.

$\forall \rho_1\rho_2 = \rho$ собств. моды: $\vec{X}_1(\omega^\rho_1) = [X_1 + X_2, \varepsilon^\rho_1 (y_1 + \rho y_2)]$; $\vec{X}_2(\omega^\rho_2) = [X_1 - X_2, \varepsilon^\rho_2 (y_1 - \rho y_2)]$

Собств. частоты $(\omega^\rho_{1,2})^2 = \frac{1}{G^2}(\varkappa_1 \pm \mu_1)(\varkappa_2 \pm \rho\mu_2)$ Зависят лишь от $\rho = \rho_1\rho_2$ и $C = C_1 C_2$

Elliptic 2V-dot

$\langle \vec{m} \rangle_v = -\frac{1}{2} C \hat{z} \times \vec{X}/R$ - средняя намагн. узла. Для magnonics in-phase

Решение Shibata ($\varkappa_1 = \varkappa_2$) и F/N/F ($\varkappa_1 = \varkappa_2, \mu_1 = \mu_2$) (выходят ω_y)

$X_j(t), y_j(t)$ будут давать in-phase $\langle \vec{m}_j \rangle$ только если C_j одинаковы.

$z_j = 2/3$ - рой-узел или $z_j = 1$ rigid v. model. $\varepsilon^\rho_{1,2}$ условны - все было нормировано на X_1.

Для двух узлов $\langle \vec{m} \rangle_v = \langle \vec{m}_1 \rangle + \langle \vec{m}_2 \rangle \sim [C_1 \vec{X}_1 + C_2 \vec{X}_2]$, и если $C_1 C_2 = +1$

uniform $h_z(\omega)$ будет возбуждать $(\vec{X}_1 + \vec{X}_2) = \vec{X}$ моду, т.е. $\vec{X}_1(\omega^+_1)$ с $\omega = \omega^+_1$

В 1D или 2D dot array считаем $\langle m_z \rangle$-static и $\langle m_{x,y} \rangle$-dynamic, Gus'APL'06.

Escaneado con CamScanner

Тогда спектр SW будет как для SD частиц (dip moments) с $\vec{k}$ in-plane. Это FMSW.

Далее все зависит от конкретных $\mu_1(d)$, $\mu_2(d)$, d - расстояние между dots.

Видно, что для каждого $p = p_1 p_2$ имеем две частоты (завис. от $c = c_1 c_2$) ω_1^p и ω_2^p, и особ. две особ. моды $\vec{X}_1(\omega_1^p)$ и $\vec{X}_2(\omega_2^p)$ движений диска и частицы.

Splitting $(\omega_1^p)^2 - (\omega_2^p)^2 = \frac{1}{G^2}\left[(x_1+\mu_1)(x_2+p\mu_2) - (x_1-\mu_1)(x_2-p\mu_2)\right] =$

$= \frac{1}{G^2}\left[2\mu_1 x_2 + 2p\mu_2 x_1\right]$. Для $x_1 = x_2$ $\Delta(\omega)^2 = (\omega_1^p)^2 - (\omega_2^p)^2 = \frac{2\omega_0}{G}(\mu_1 + p\mu_2)$

т.к. $\mu_{1,2}(d) \sim \frac{1}{d^3}$ для пары ближ. dots, то $(\omega_1^p)^2 - (\omega_2^p)^2 \sim 1/d^3$.

$\frac{\Delta(\omega^2)}{\omega_0^2} \sim 2\frac{\mu}{G\omega_0} = 2\frac{\mu}{x} \ll 1$ для (муаровых Shibata) $d \gg 1$. $\Delta(\omega^2)$ велик для F/N/F.

Note: Splitting $\Delta(\omega^2) \sim (\mu_1 + p\mu_2)$, $\mu_1 = \mu_2$ для F/N/F dot, $\Delta(\omega^2) \sim (1+p)\mu$

и если $p = p_1 p_2 = -1$, то $\Delta(\omega^2) = 0$, $\omega_1^p = \omega_2^p$ - Vortex frequencies совпадают for coupling $\mu \neq 0$ (вырождение спектра для одинаковых F/N/F слоев)

Случай $p = -1$ F/N/F (x_j, μ) заслуживает отдельной paper. F/N/F

Здесь $\left(\omega_{1,2}^p\right)^2_{p=-1} = \frac{1}{G^2}(x_1 \pm \mu_1)(x_2 + \mu_2) = \left|\begin{matrix} x_j = x \\ \mu_j = \mu \end{matrix}\right| = \frac{1}{G^2}(x^2 - \mu^2) = \omega_0^2 - \frac{\mu^2}{G^2}$ -

- зависит от μ квадратично, т.е. нет зависимости от $c_1 c_2$ и $\omega_{1,2}^p \approx \omega_0$ т.к. $\mu \ll x$.

Написание Rectang. Green func. paper. Вставление RTNSA-program oral-talks

(23/II) Contact Parkhad о поездке в Madrid и lectures content.

Обсужд. с Julian RTNSA-schedule и Conf. fee. Написал и послал в JMMM the paper on Rectang. Green functions со Славой (по вклад в 2001-02).

Ушел с Ю. + Зубов. получил сертификат. Cit B. Credit Card to pay for printing книгу.

(24/II) Обсужд. с Julian Conf. RTNSA program. Вопросы у него Recommend. на CEMAG - Summer School (не будет школы в 2011?). Рекомендует меня as invited Speaker на GEFES, Jan. 2012 (Spanish Phys. Society Meeting)

Юля с собой в Barcelona 150 € cash.

Vortex pair

→ Note: F/N/F - nanofiber частоты NOV. 10-12, 2009 и eigenmodes - проверить. Возможно - они неверны. Результаты 22/II найдут для F/N/F nanofiber - exp. Locatelli, APL '2011 (да-нет).

47/318

(1) Для эллипт. 2-Vortex dot: $W(\vec{x}_1 \vec{x}_2) = \frac{1}{2}x_1(X_1^2 + \dot{X}_2^2) + \frac{1}{2}x_2(y_1^2 + y_2^2) + \mu_1 X_1 X_2 + \mu_2 y_1 y_2$

т.е. 1,2 - номер координат x, y (x не эквивал. y)

$x_1 = x_x$, $x_2 = x_y$.

(2) Для F/N/F dot: $W(\vec{X}_1 \vec{X}_2) = \frac{1}{2}x_1|\vec{X}_1|^2 + \frac{1}{2}x_2|\vec{X}_2|^2 + \mu(\vec{X}_1 \cdot \vec{X}_2)$, μ - главный int. mech V-Vel. charges

Здесь 1,2 - номер слоя F1,2 в $x_{1,2}$.

Larunbata · Sábado

Domingo · Igandea

(3) Dipole two coupled dots на плоскости (Shibata'03): $W(\vec{X}_1 \vec{X}_2) = \frac{1}{2}x_1|\vec{X}_1|^2 + \frac{1}{2}x_2|\vec{X}_2|^2 + \mu_1 X_1 X_2 + \mu_2 y_1 y_2$

$x_{1,2}$, 1,2-номер диск, но $\mu_1 \neq \mu_2$

(1) $x_1 = x_2$ $\equiv$ (3) $x_1 = x_2$, т.е. расчет 22/II и/или $x_1 = x_2$ подходит для задачи Shibata

(1) $x_1 = x_2$, $\mu_1 = \mu_2$ $\equiv$ (2) $x_1 = x_2$, т.е. расчет 22/II и/или $(x_1 = x_2, \mu_1 = \mu_2)$ подходит для F/N/F с одинак. слоями

(3) $\mu_1 = \mu_2$ $\equiv$ (2), т.е. решение Shibata ($x_1 \neq x_2$) и/или $\mu_1 = \mu_2$ сводится к F/N/F с разными слоями

Nov. 10-12 я нашел ω_n, $\vec{X}_n$ именно F/N/F с разными слоями, это не вошло в (1).

Semana · Aste 7

Escaneado con CamScanner

Otsaila · Febrero

Подготовка лекции по Spin-Waves in patterned structures для UAM

Напомнить to activate Citi B. Credit Card, чтоб купить ЖД книгу на Amazon

19 (25/II) Беседа с Arantxa. Принесла Cambel posters to RTNSA, разослала rejection letters (2?) 2 доклада Orlova grants и Acomp. person fee (150€), внесла в наградной talks-Orals в Conf. Schedule. С Л. В La Perla и Ondarreta.

Astelehena · Lunes Беседа с Oxc.: с трудом, после него вычислительная программа eigenfreq. и eigenvectors of 2-coupled dots Гадда и Shibata. Получил ей написал то же для F/N/F nanopillar и через возбуждение by uniform field in Shibata geometry.

Подготовка Intro to nanostructures talk для UAM-lecture.

(26/II) Интервью Аналитикам одноклассницам about my Res. Carrier. Подготовка talks for Univ. Autonoma Madrid. С Л. смена cash-машине Debit card застряла в Cajas. Банкомате.

(27/II) переезд в Madrid. Ужин с Фархадом, Тамарой, Оксаной и Рафа.

(28/II) Лекция UAM Intro to Magnetism у Nanostructures". Исправили Proof of JAP-Nanotube paper с плохими Figs. Mails to Al-Ping, Arantxa (нет simulations по FMR d(θ)-Глеба) и Oxc. (получил gave this one 2 days ago) Обсужд. с Фархад Metastable-2-vortex dynamics.

(1/III) Лекция по Spin Waves, ее успел Rect. elements и Spin-torque Согласился провести прибл. расчет Spin-waves localized for Ned-DW, Coeffs. V. и AV. в Cyl. 2-V metastable dots и послать joint paper to Nat. Phys. Прогресс $\omega_n = \omega_M \sqrt{\frac{L}{R}}$ dn, Зад Вычислить для changing L, R, также работ по DW by Slonczewski y Wigen.

(2/III) Обсужд. с Oxc и Rafa Non-lin. ST-Vortex eqs. (TSN-J. Phys.) Обсужд. с Oxc. Nonlin Vortex Dyn." paper by Drews-Meier (Subm. to PRB) и ST-papers with in-plane j(t) SP current. Итог занятий (Oxc. и Rafa):

1) nanopillar ST equations с учетом non-lin ST-Force $\vec{F}_{ST}(\vec{X})$.
2) учесть non-lin. damping в наших Eqs' PRB'10 non-lin. V. расчетах
3) проанализировать знаки $\omega_c, \omega_i, d_c, d_i$ в current TSN-Vortex-ST расчете.
4) проанализировать F/N/F vortex ST simulations by Jaromirska (PhD Thesis)
5) проанализ. как записать ST-terms в случае F/N/F pillar двух анизотропных F-слоев
6) Оксане проанализир. Vortex-T-noise paper by Kamppeter PRB'99

V. Voogt прислала updated Rad. SW-Vort. paper с объяснениями и вопросами ко мне. Reminder to present NSF-MICINN grant report.

Подготовка Vortex доклада. UAM.

(3/III) (50/31) Vortex Dyn. лекция от Dept. Cond. Mat. Phys. UAM. Обсуждение DW в MTJ и F/N/F - FMR идея принадлежит by Farkhad. План работ с Оксаной. Фархад в Co(25nm)/Cu(t)/Co(25nm) видит два пика TM, которые сближаются вплоть при t=20 nm → 0.9 mm. (390 и 340 MHz)

Обсужд. с Оксаной Non-linear V. dyn. Обед с Фархадом и Оксаной. Перерыв в Ронко. Ужин с Глебом и Юрой.

(4/III) Обсужд. с Глебом текущих работ. Обсуждение с Юрой Гол. Vortex Asle · Semana Problem при H≠0 (простой подход не помог, обсудили в сое подход) и reversal of coupled array on pillars/tubes (подход фрейм. поля для MM),

Escaneado con CamScanner

можно вычесть. gg-c j = (число not-reversed tubes)× (вероятность по порядку = Critical g для n-типа), g - число reversed tubes (учтем их coupling.

5/III Послал JAP-Nanotubes proof (запросил change of all Figures except Fig. 1). Послал Vort. barrier APL с Lett (убрал фиг. серии, группы)

6/III Переделывал Fig. M(t), revised text и submitted the MS to APL.

7/III Через границу Porto → Madrid bus → San Sebastian. Письма Скобову.

8/III E-mails to Kurlyandskaya, Морозовский, AiPing Nanospain. Asteartea
- подб. фразы и группу Conf. fee, соавторам Vort. barrier - APL submn.

9/III Обсужд. с Arantxa (формат фрагм. (отчет NSF.MICINN сдают до 30/III, запрос подб. extension of SAIOTEK till June 2011) и др. RTNSA вопросов. Послал to Arantxa revised schedule of inv. и oral talks. Обсужд. с Julian организ. RTNSA вопросов (Hotel Castillo для меня Arantxa и Julian). В банк: сделал опл. rent for Marzo-2011 - 975 € и перевел 100 € Юле. С горой в "Super Amara" и "Miramar" (бренди). Обсужд. с Окс. расход такси и сот. векторов v.dyn. in F/N/F dot (Locatelli) и такси для exp. by Jung 'APL' 2010 (пом. Shibata). // Заполн. Travel report Madrid - Porto. Переписка с Гороб (Subm. 2-vortex in F/N/F) и Курляндской (visit Bilbao).

10/III Беседа с Окс. об ее расходе F/N/F dot и coupled dots. Решили писать paper по coupled dots для объясн. Экс. Jung 'APL'10. Окс. пригласила на Румынию, школу Nanomagnetism Aug 22 - Sept. 2, 2011 (yes). Школа-ще Workshop May 6, 2011, письма Глебу и Галине К. Подгот. фин. отчеты по ком. Madrid-Porto-ma и San Seb.-Porto Глебу. Написал Jung-Vort-paper draft и послал Окс. // ~~Arantxa FMR-pinning~~.

11/III Sem. DIPC „Nanophotonics". Обед с Окс. Проведение расчетов и написание с Окс. paper - coupled vortices по exp. Jung 'APL'10. Получил запрос из MICINN от P. Molina нашис. рецензию на MICINN proposal по Supercond. Vortices by H. Suderow Rodriguez за 109 €.

12-13/III Написание paper по coupled vortices - Jung 'APL exp. С П. в „La Perla" и Miramar с нашим. Послал MS Окс. и Julian. Послал the paper в Appl. Phys. Express.

14/III Отдал отчет по trip Madrid-Porto to Patxi (по MICINN-Окс. grant) и Глебу отчет S.S.-Porto to Julian. По SAIOTEK Saldo на 21/I 2011: 11.279,25 €, travels - 2923,80 € (хватит мне и AiPing на Bilbao). Julian прошел отчет на INTERMAG'11, для чего перебросил ~3000 € с стр. 24900 - SAIOTEK на viajes - 26000. Обсужд. Coupl. Vort. manuscript. Обсужд. FMR-pinning simul. с Arantxa (посчитала in-plane H): 1) ей построить $\delta m_{z,y} = m_{z,y}^{tot} - \delta m_{z,y}^{stat}$ as F(t) и 2) уменьшить h_x с 100 Oe до ~5 Oe. Подписал запрос на покупку desktop Comp. для Nazu (JuanJo) - 784 € из MICINN-NSF с UGA 1861 → 220610 ACA1 (new UGA).

~~15/III Отп. ... в Conf. fee~~ Окс. в Romania Nanomagn. 51/54 €. Arantxa сказала, что нет прогресса по ее postdoc appl. а временного нанимал об этом Julian, чтобы через Vicerrectorado. (по salary с VII)

Оценка $I_{x,y}(d,\beta)$ задачи coupled dots, см. 15/II 2010г.

$$\rightarrow J(b) = \int_0^\beta dz \int_0^\beta dz' \frac{1}{\sqrt{b^2+(z-z')^2}} = 2|b|\left[\frac{\beta}{|b|}\operatorname{Arsinh}\frac{\beta}{|b|} + 1 - \sqrt{1+\beta^2/b^2}\right] \approx \frac{\beta^2}{|b|} \text{ при } \beta \ll 1$$

$b^2 = d^2 + 2d(\cos\varphi' - \cos\varphi) + 2 - 2\cos(\varphi-\varphi')$, $b=0$ при совпадении dots $d=2$, $\varphi=\pi$, $\varphi'=0$. $b^2 = (d-2)^2$

Escaneado con CamScanner

14 March 2011

План дальнейшей работы (см. 19/II 2010 г.)

1) VC reversal in Hz-field (анализ + sim. Rocio)
2) SP current induced V. dyn. in F/N/F nanopillar – subm 28/IV JMMM, +corr. paper, resubm
3) Vortex radial SW (Vogt, Hillebrands) Замокнуть
4) DW - in B-state Nanotubes и Ni-Nanotubes + Coupl. (Ai Ping)
5) CoCu - FMR paper (Ruben, Julian) - Current Nanosc., re-subm.? → JNN Subm.
6) Stability of double-V. state и расчет V. в Fe/N(Si)/Fe pillars (Гарсеф)
7) Azim. SW modes in $\vec{M}_0 1$ dots (exp. Klein)
8) FMR-pinning (simulat. Arantxa)
9) Vortex TM for coupled dots (Acc.) – Subm. to APEX 18/III 11 г.
10) SW localized на DW в 2-vortex metastable st. (Гарсиа exp) Subm. PR end May '11
11) Non-lin. ST vort. dyn. и damping, noise (Оксана Ч. и Rafa)
12) Резюме MICINN project "ST vortices"
13) ~~Redon. Green fun. JMMM to edit и сделать Figs~~
14) Paper для Julian's new journal JSM (до конца July)

15

Орг. вопросы:

16) Поиск кв./дома, машины в San Sob., конверт. $ → €.
17) Анализ док-ов на Bank. credit и покупку дома.
→ 3) подать Spanish-Portugal travel grant в May 2011
4) Финанс. и научн. отчет SAIOTEK Dec. 2010, перенос конца grant на June'11
18) → 5) подать грант. отчеты по MICINN-Oke и NSF сделать до 30 March'11
→ 6) Abstracts на Conf. в Parteit и Paris (Klein), Satander до 20 May
19) 7) Hotel в Bilbao Apr. 10-14, Hotel и билеты Trento (Verona) May 8-12. – journeys
8) Update RTNSA Conf. Program
9) подать Spanish Tax Return - 2010 - May 13
52/313 10) New Ph.D. students or Postdocs (Верба, Костюченко) – Франция Дудоченко
11) Загадать бюджет
12) Проследить за Cofu subm. paper to JNN-RTNSA и подгот. Cocu-poster (Рабе

Escaneado con CamScanner

Febrero · Otsaila

22

Jueves · Osteguna

(15/III) Работа над 2-coupl. vortices paper. Сравн. с exp Jung 'APL'10, Barman 'J. Ph. D' 10 и корректир. Fig. 2 $I_{x,y}(d)$.
Lett. to European School of Magn., Romania, Aug. 2011, с предложением себя читать лекторы! Ответ J. Vogel, на эту неделю уже, но след. 2012.
Domain wall $\vec{H}_{ext}(\vec{x})$ и начали описание ч. дом. вместо non-linear ter.
Nanopillar

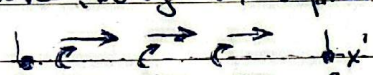
(16/III) Вместо уберегся $d \to 2$ (touching dot pair) и $\Delta W_{TM}(d)$ - splitting dot pair.
Интерпр. синхронизм $I_{x,y}(d)$ при $d \to 2+0$.
Звонил Фаррахд: прислали file of SW-Double Vortex paper и просил уточнить написание "theory Sec. Подготовка Figs к APEX-Vortexpair с Окс.

(17/III) Подготовка Figs к APEX paper, обработка текста. Распечатка papers by Slonczewski, Wigen, Synogach по SW в домен. стенках. Почт. H. Suhl.

(18/III) E-Submission of Vortex-pair paper to Appl. Phys. Express. Подгот. с Окс. copyright. Arantxa: 1) поиск билетов в Verona (Trento), Italy и Hotel там, 2) changes to RTNSA program; 3) обсужд. ее Simul. FMR-dot (вырез 2-модов при $H_{dc} \parallel Ox$) - сделать snapshots $M(r,t)$ обеих мод. // Окс. e-mail to K. Vogt, обсужд. с Окс. сборника Magn. School-2009 (захотела поех. в Madrid), сетей M-dynamics работы SW-DW с Фаррахдом, appl. в школу в Romania, и ее текущ. лекц. задания. План работы с Окс.: а) начинать Wint в v. pzz-pole, граф.; в) найти квадрупол. м-ту $I_{x,y}(d)$.
Sent 80 л.е - 150 €.

(19/III - 20/III) С Л. в Garbera-Broski, купили с/ружье. Orgiva.
Работа над SW-double-vort. - Фаррахд литературой.
Л. захлопнула дверь с ключами внутри. Попытки открыть (Андрей, Саня) на ночь к Tokatly.

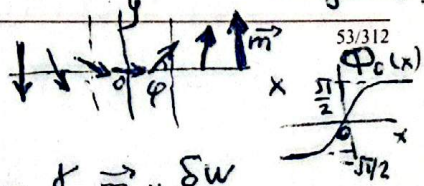
(21/III) Arantxa звонила to Inmobiliaria и хозяину кв. (Edoreta). Нужно вернуть ключи в service "Lejarreta" to open the apt. door - 59 €. Обсужд. покупки tickets to Trento, Italy с Arantxa: купили tickets по 350 € BIO-Verona на 8-12 May, reserve bus Trento → Levico + Hotel in Levico for HMM-2011. Попытался Patrizi в кам. М.-Ро по 500 €. Patrizi вернул 426 € Окс. - много за Master, а Окс. вернул их мне, когда их вернул ей Univ. (из SAIOTEK)

По SW в DW надо


найти SW-modes of Neel DW на расст. $R_{12} \approx R$ (dot-dot)
$\omega_{SW}(k_{x'})$, $k_x \sim \frac{n\pi}{R}$. Должно быть что-то вроде $\omega_{SW}^2 \propto k_x L_z = n\pi \frac{L_z}{R}$.
Причем $m_{SW}(x_1) \approx 0$ pinned, $m_{SW}(x_2)$ - pinned or unpinned. $\vec{M}_0 \parallel \vec{k}$

Winter SW

Четыре группы работ по "flexural" DW modes (spin waves): 1) Slonczewski 81-83
2) Wigen ~1987; 3) Synogach (Nikiitenko) ~ 90-е; 4) Vukadinovic ~ 98-2002
Все в основном по stripe-DW или bubble-DW lattices, coupled dipolarly.
Synogach - single Bloch walls. stripe-DW есть Bloch walls.
Все выходы к работе J. M. Winter, Phys. Rev. 124, 452 (1961) - "Winter's magnons".

(22/III) SW in Néel DW
расш. oscillations of Neel domain wall.


Static wall $m_z^0 = 0$, $\varphi_0(x) = \frac{\pi}{2} \text{th} \frac{x}{\delta}$; нет, см. →
$m_x^0 = \cos\varphi_0$, $m_y^0 = \sin\varphi_0$.
$W = A(\nabla m_\alpha)^2 - \frac{1}{2} M_s \vec{m} \cdot \vec{H}_m$ и LL-eq. motion $\dot{\vec{m}} = \frac{\gamma}{M_s} \vec{m} \times \frac{\delta W}{\delta \vec{m}}$.

$$\begin{cases} -\frac{M_s}{\gamma} \sin\theta\, \dot{\theta} = \frac{\delta W}{\delta \Phi} = -2A(\nabla^2\Phi)\sin^2\theta - 2A(\nabla\Phi \cdot \nabla\theta)\sin 2\theta - \vec{H} \cdot \frac{\partial \vec{M}}{\partial \Phi} \\ \frac{M_s}{\gamma} \sin\theta\, \dot{\Phi} = \frac{\delta W}{\delta \theta} = A(\nabla\Phi)^2 \sin 2\theta - 2A\nabla^2\theta - \vec{H} \cdot \frac{\partial \vec{M}}{\partial \theta}, \quad \vec{m} = \vec{m}(\theta, \Phi) \end{cases}$$

Escaneado con CamScanner

Escaneado con CamScanner

23

$\operatorname{div}\vec{H}_m^0 = -4\pi M_s \operatorname{div}\vec{m}_0 = -4\pi M_s\left[\frac{\partial}{\partial x}\cos\Phi_0 + \frac{\partial}{\partial y}\sin\Phi_0\right] = 4\pi M_s \sin\Phi_0 \frac{\partial\Phi_0}{\partial x}$

$\frac{\partial H_m^{0x}}{\partial x} + \frac{\partial H_m^{0y}}{\partial y} = 4\pi M_s \sin\Phi_0 \frac{\partial\Phi_0}{\partial x}$ · solución $\frac{\partial H_m^{0y}}{\partial y} = 0$, $H_m^{0y} = \text{const}$ и $H_m^{0y} = 0$

Wolf y Stanciewski · JAP' 1964.

$\vec{m}_0 \cdot \vec{H}_m^0 = m_0 H_m^{0x} = \cos\Phi_0 \cdot H_m^{0x}$, $H_m^x = H_m^{0x} + h_x$.

$H_m^x = \int dx'dy' \left[G_{xx} M_x + G_{xy} M_y \right]$, $H_m^y = \int dx'dy' \left[G_{yx} M_x + G_{yy} M_y \right]$

$\vec{M}_0 = M_s \vec{m}_0 = M_s \left[\hat{x}\cos\Phi_0 + \hat{y}\sin\Phi_0\right]$ $G_{xz} = 0$ после $\langle\ldots\rangle_z$

Наложим малое динамич. magnetost. field $\vec{h}$, возбуждаемое от kL.

$h_z = M_s \int dx'dy' \left[G_{zx}\delta m_x + G_{zy}\delta m_y + G_{zz}\delta m_z \right]$, $\vec{m} = \vec{m}_0 + \delta\vec{m}$

$\vec{m}_0 = \hat{x}\sin\left(\frac{\pi}{2} + \varphi\right)\cos(\Phi_0 + \varphi) + \hat{y}\sin(\pi/2 + \varphi)\sin(\Phi_0 + \varphi) + \hat{z}\cos(\pi/2 + \varphi) =$

$= \vec{m}_0 - \hat{x}\sin\Phi_0 \cdot \varphi + \hat{y}\cos\Phi_0 \cdot \varphi - \hat{z}\,\varphi$, $\delta m_x = -\sin\Phi_0 \cdot \varphi$, $\delta m_y = \cos\Phi_0 \cdot \varphi$, $\delta m_z = -\varphi$

$h_z = M_s \int dx'dy' G_{zz}\delta m_z = -M_s \int dx'dy' G_{zz}\,\varphi(x',y',t)$

$\frac{\partial\vec{m}_0}{\partial\Phi_0} \cdot \vec{h} = \left[-\hat{x}\sin\Phi_0 + \hat{y}\cos\Phi_0\right] \cdot \left[\hat{x}h_x + \hat{y}h_y + \hat{z}h_z\right] = -h_x\sin\Phi_0 + h_y\cos\Phi_0$

$$\begin{cases} -\frac{1}{\gamma}\dot{\varphi} = \left[\cos\Phi_0 H_m^{0x} - H_a\cos 2\Phi_0\right]\varphi + h_x\sin\Phi_0 - h_y\cos\Phi_0 \\ \gamma\dot{\varphi} = \left[\cos\Phi_0 H_m^{0x} + H_a\sin^2\Phi_0\right]\varphi + h_z \end{cases}$$

$\vec{m}(x,y,t) = \vec{m}(x - q(t))$, $\vec{m}[x - q(y,t)]$ — даже $\varphi(x,y,t)$ и $\varphi(x,y,t)$. Static $q_0 = q(DW$ is centered at $x=0$).

DW: $\Phi(x,y,t) = \Phi_0(x) + \varphi(x,y,t)$, $\Phi(x,y,t) = \Phi_0[x - q(y,t)] = \Phi_0(x) - \frac{\partial\Phi}{\partial x}\Big|_{\substack{q \\ (q=q_0)}}$.

$\varphi(x,y,t) = -\left(\frac{\partial\Phi_0}{\partial x}\right) q(y,t)$. q - DW position.

$\frac{1}{\gamma^2}\ddot{\varphi} = \left[\cos\Phi_0 H_m^{0x} + H_a\sin^2\Phi_0\right]\frac{1}{\gamma}\dot{\varphi} + \frac{1}{\gamma}\dot{h}_z$, $\dot{h}_z = -M_s \int dx'dy' G_{zz}\dot{\varphi}$

$\frac{1}{\gamma^2}\ddot{\varphi} = -\left[H_m^{0x}\cos\Phi_0 + H_a\sin^2\Phi_0\right]\left[\left(H_m^{0x}\cos\Phi_0 - H_a\cos 2\Phi_0\right)\varphi + \sin\Phi_0 h_x - \cos\Phi_0 h_y\right] + \frac{\dot{h}_z}{\gamma}$

- т.к. h_x, h_y зависят лишь от $\delta m_x, \delta m_y \sim \varphi$, то ур-е для φ - is closed

Пусть пока $H_a = 0$: $\frac{1}{\gamma}\ddot{\varphi} = -H_m^{0x}\cos\Phi_0\left[H_m^{0x}\cos\Phi_0 \cdot \varphi + \sin\Phi_0 h_x - \cos\Phi_0 h_y\right] + \frac{\dot{h}_z}{\gamma}$

$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{d}{dt}\Phi_0[x - q(y,t)] = -\frac{\partial\Phi_0}{\partial x}\dot{q}$, $\ddot{\varphi} = -\frac{\partial^2\Phi_0}{\partial x^2}\ddot{q}$ (lin. approximation) → Нехорошо, надо $\ddot{\varphi} = -\Phi_0'\ddot{q}$

$h_x = M_s \int dx'dy' \left[G_{xx}\delta m_x + G_{xy}\delta m_y\right] = M_s \int dx' \left(\int dy' \left[+G_{xx}\sin\Phi_0\Phi_0' q(y,t) + \right.\right.$

$\left.\left. + G_{xy}\cos\Phi_0(-1)\Phi_0'(x')q(y',t)\right]\right.$, $h_y = M_s \int dx'dy' \left[G_{yx}\sin\Phi_0\Phi_0' q(y',t) - G_{yy}\cos\Phi_0\Phi_0' q(y',t)\right]$

$-\frac{1}{\gamma^2}\Phi_0''\ddot{q} = -H_m^{0x}\cos\Phi_0\left[-H_m^{0x}\cos\Phi_0 \cdot \Phi_0' q + \sin\Phi_0 h_x - \cos\Phi_0 h_y\right] + \frac{1}{\gamma}\dot{h}_z$

57/308

$\frac{\omega^2}{\gamma^2}\Phi_0'' \varepsilon e^{iky} = \left(H_m^{0x}\right)^2\cos^2\Phi_0\Phi_0' \varepsilon e^{iky} - \varepsilon H_m^{0x}\cos\Phi_0\sin\Phi_0 M_s \int dx'dy' \left[G_{xx} \times \right.$

$\times \sin\Phi_0\Phi_0' e^{iky'} - G_{xy}\cos\Phi_0\Phi_0' e^{iky'}\left.\right] + H_m^{0x}\cos^2\Phi_0 \cdot \varepsilon \cdot M_s \left[\int dx'dy' \left[G_{yx}\sin\Phi_0\Phi_0' e^{iky'} - \right.\right.$

$\left.\left. - G_{yy}\cos\Phi_0\Phi_0' e^{iky'}\right] + M_s \int dx'dy' G_{zz}\left[-\cos\Phi_0 H_m^{0x}\Phi_0' \varepsilon e^{iky'} + h_x(x'y')\sin\Phi_0 - h_y(x'y')\cos\Phi_0\right]\right.$

В малом по kR приближении $G_{zz}(xy, x'y') = -4\pi\delta(x-x')\delta(y-y')$ и

$h_z = 4\pi M_s \varphi$, поэтому все сводится к $G_{xy}, G_{xx}, G_{yy}(k)$.

Escaneado con CamScanner

$-\frac{i}{\gamma^2}\Phi_0''\dot{q} = (\dots) + \frac{1}{\gamma}\dot{h}_z = (\dots) + 4\pi M_s \frac{1}{\gamma}\dot{\varphi} = (\dots) - 4\pi M_s \left[\cos\Phi_0 \Phi_0' q + \sin\Phi_0 h_x - \cos\Phi_0 h_y\right]$

Otsaila · Febrero

URTARRILA · ENERO 2007

OTSAILA · FEBRERO 2007

27

$-\frac{1}{\gamma^2}\Phi_0''\ddot{q} = -(H_m^{ox}\cos\Phi_0 + 4\pi M_s)\left[-H_m^{ox}\cos\Phi_0\Phi_0' q + h_x\sin\Phi_0 - h_y\cos\Phi_0\right]$

$q(yt) = \varepsilon e^{i(ky-\omega t)}$ – plane wave означает, что вместо $q(y't)$ в h_x, h_y будет $e^{ik(y'-y)}$

Asteartea · Martes

$\frac{\omega^2}{\gamma^2}\Phi_0''\varepsilon = -\varepsilon(H_m^{ox}\cos\Phi_0 + 4\pi M_s)\left[-H_m^{ox}\cos\Phi_0\Phi_0' + \frac{h_x}{\varepsilon}\sin\Phi_0 - \frac{h_y}{\varepsilon}\cos\Phi_0\right]$

$\frac{h_x}{\varepsilon} = M_s\int dx'\int dy'\left[G_{xx}\sin\Phi_0 - G_{xy}\cos\Phi_0\right]\Phi_0'(x')e^{ik(y'-y)} = M_s\left[G_{xx}(k) - G_{xy}(k)\right]$

$\frac{h_y}{\varepsilon} = M_s\int dx'\int dy'\left[G_{yx}\sin\Phi_0 - G_{yy}\cos\Phi_0\right]\Phi_0'(x')e^{ik(y'-y)} = M_s\left[G_{yx}(k) - G_{yy}(k)\right]$

$\frac{\omega^2}{\gamma^2}\Phi_0'' = -(H_m^{ox}\cos\Phi_0 + 4\pi M_s)\left[-H_m^{ox}\cos\Phi_0\Phi_0' + M_s\sin\Phi_0\left(G_{xx}(k) - G_{xy}(k)\right) - M_s\cos\Phi_0\left(G_{yx}(k) - G_{yy}(k)\right)\right]$

– дек закон дисперсии SW in Neel DW

Но надо еще $\int dx$ после $\Phi(xyt) = \Phi_z[x - q(yt)]$.

$\frac{1}{\gamma^2}\ddot{\varphi} = -H_m^{ox}\cos\Phi_0\left[H_m^{ox}\cos\Phi_0\cdot\varphi + \sin\Phi_0 h_x - \cos\Phi_0 h_y\right] + \frac{\dot{h}_z}{\gamma}$

$\frac{\dot{h}_z}{\gamma} \approx 4\pi M_s\frac{1}{\gamma}\dot{\varphi}\dot{q} = -4\pi M_s\left[H_m^{ox}\cos\Phi_0\,\varphi + \sin\Phi_0 h_x - \cos\Phi_0 h_y\right]$

$G_{xx}(k) = \int dx'dy'\,G_{xx}(xy,x'y')\sin\Phi_0(x')\Phi_0'(x')e^{-ik(y-y')}$

По Oy надо брать конеч. размер w, иначе квантование k_y не будет, по Ox можно ∞. $G_{\alpha\beta}(\vec{\rho},\vec{\rho}')$ of stripe.

Для тонкого stripe $\frac{L}{w} \ll 1$ (после $\int dz\int dz'$), ∞ вдоль Ox, конечного (w) вдоль Oy

$G_{yy} = -4\pi\delta(y-y') - G_{zz}(yy')$, $G_{zz}(yy') = \frac{2}{L}\ln\left[\frac{(y-y')^2}{(y-y')^2+L^2}\right] \to -\frac{4\pi}{L}$

Т.е. остается только G_{yy} – component of Green f.-ции

$G_{yy}(k) = \int dx'\int dy'\,G_{yy}(xy,x'y')\cos\Phi_0(x')\Phi_0'(x')e^{-ik(y-y')}$ – ведь надо $\int dx\int dx'$ от non-uniform $\Phi_0(x')$.

$G_{(\alpha\beta)zz}(k_x, yy') = \frac{4}{L}\left[K_0\left(k_x\sqrt{(y-y')^2+L^2}\right) - K_0\left(k_x|y-y'|\right)\right]$

$G_{\alpha\alpha}(xx', yy') = \int_{-\infty}^{\infty}\frac{dk_x}{2\pi}G_{\alpha\alpha}(k_x, yy')\cos k_x(x-x')$, $\alpha = y, z$.

$G_{yy}(k_x, yy') = -4\pi\delta(y-y') - G_{zz}(k_x, yy')$

G_{yy} – не авт. единственной компонентой если угасла $\Phi_0(x)$ при $\int dx\int dx'$.

Надо $G_{\alpha\beta}(xx', yy') = -2\frac{\partial^2}{\partial x_\alpha \partial x_\beta'}\tilde{\Phi}\left(\frac{|\vec{\rho}-\vec{\rho}'|}{L}\right)$, $\tilde{\Phi}(x) = \sinh^{-1}\left(\frac{1}{x}\right) + x - \sqrt{1+x^2}$,

$\alpha,\beta = x, y$.

58/307

Проверка $\Phi_0 = 0$ не дающаяся, т.к. $\Phi_0' \neq 0$ только в ДГ где q.

$\frac{1}{\gamma^2}\ddot{\varphi} = -(H_m^{ox} + 4\pi M_s)\left[H_m^{ox}\cdot\varphi - h_y\right]$, $h_y = M_s\int dx'dy'\,G_{yy}\,\varphi$, $\varphi = \varphi(y)$

Для stripe с $M_0 \| Ox$, $H_m^{ox} = 0$, $\frac{1}{\gamma^2}\ddot{\varphi} = 4\pi M_s\cdot h_y$, $G_{yy}(yy') = \frac{1}{L}\int dx\,G_{yy}(xy,x'y')$

$G_{yy}(yy') = \frac{2}{L}\ln\left[\frac{(y-y')^2}{(y-y')^2+L^2}\right]$, $\frac{\omega^2}{\gamma^2}\varphi = -4\pi M_s^2\int dy'\,G_{yy}(yy')\varphi(y')$

9 Aste · Semana

уже имел представление $\omega^2(L/R)$ как Gus PRB02 stripe, где при $H_m^{ox} \to H_r$

Escaneado con CamScanner

(23/III) Разбор работы Slonczewski JAP'1984 и Winter, Ph. Rev. '1961.

Winter дважды решил задачу SW over Bloch-wall в ее средней части, применив к ней магнитостатику, методом линейных конфигураций. Thiaville SDIII'1995 для получения ур-й Slonczewski $\dot{q}(x(\dots))$ в лагранжиане: $q(t), \Phi(t), \Delta(t)$. $\theta(x,t) = 2\tan^{-1}\exp\left[\frac{x-q(t)}{\Delta(t)}\right] \Rightarrow \mathcal{L}(q,\Phi,\Delta)$.

В случае ур. Thiele $\vec{m}(\vec{r},t) = \vec{m}[\vec{r}-\vec{X}(t)]$ упрощение по $\vec{r}$ в самих ур.

У нами $\Phi(x,y,t) = \Phi_0(x) + \varphi(x,y,t)$ и $\varphi(x,y,t) = -\Phi_0' \cdot q(y,t)$, $q(y,t) = \varepsilon e^{i(ky-\omega t)}$ – нерелевантное DW position $\Rightarrow q(y,t)$.

$$\mathcal{L} = -\frac{M_s}{\gamma}\cos\theta\dot{\Phi} - W(\theta,\varphi) = +\frac{M_s}{\gamma}\varepsilon\dot{\varphi} + \frac{1}{2}M_s\vec{m}\cdot\vec{H}_m$$

$$\vec{m}\cdot\vec{H}_m = (\vec{m}_0+\delta\vec{m})(\vec{H}_0+\vec{h}) = \vec{m}_0\vec{H}_0 + \delta\vec{m}\cdot\vec{H}_0 + \vec{m}_0\vec{h} + \delta\vec{m}\cdot\vec{h}$$

10 $$\begin{cases} -\frac{1}{\gamma}\dot{\varepsilon} = \cos\Phi_0 H_0^x\cdot\varphi + \sin\Phi_0 h_x - \cos\Phi_0 h_y \\ \frac{1}{\gamma}\dot{\varphi} = \cos\Phi_0 H_0^x\cdot\varepsilon + h_z \end{cases}$$, $\Phi_0(x)$, $H_0^x(x)$ – известные ф.

$h_z = -M_s\int dx'dy' G_{zz}\varepsilon(x'y't)$

11 $h_x = M_s\int dx'dy'\left[-G_{xx}\sin\Phi_0(x') + G_{xy}\cos\Phi_0(x')\right]\varphi(x'y't)$, $G_{\alpha\beta} = G_{\alpha\beta}(xx',yy')$

12 $h_y = M_s\int dx'dy'\left[-G_{yx}\sin\Phi_0(x') + G_{yy}\cos\Phi_0(x')\right]\varphi(x'y't)$, $h_\alpha = h_\alpha(x,y,t)$.

Ansatz $\Phi(x,y,t) = \Phi_2[x-q(yt)]$, $\Phi_2(x) = \Phi_0(x) = 2\tan^{-1}\exp\left[\frac{x}{\delta}\right]$ – нет.

13 $\tan\frac{\Phi_0'}{2} = \exp(x/\delta)$, $\Phi_0(x) = 2\operatorname{arctg}\exp(x/\delta) - \frac{\pi}{2}$.

Тогда $\cos\Phi_0 = 1/\operatorname{ch}(x/\delta)$, $\sin\Phi_0 = \operatorname{th}\left(\frac{x}{\delta}\right)$ – soliton ansatz for Neel DW.

Метод Winter'61 не проходит, т.к. имеет ур-я с переменными коэф. не решить.

$H_0^x = -4\pi M_s\cos\Phi_0$ – ? как у Slonc'84 и Winter'61? $H_0^x = -4\pi M_x$.

$H_0^x = M_s\int dx'dy'\left[G_{xx}m_x^0 + G_{xy}m_y^0\right]$, $m_x^0 = \cos\Phi_0$, $m_y^0 = \sin\Phi_0$.

$\vec{m}_0(x)$ только.

16 $\langle H_0^x\rangle_y = M_s\int dx'\left[\langle G_{xx}\rangle_y\cos\Phi_0 + \langle G_{xy}\rangle_y\sin\Phi_0\right]$, $\langle G_{\alpha\beta}\rangle_y = \frac{1}{\ell}\int dydy' G_{\alpha\beta}(xyx'y')$

$\langle G_{xy}\rangle_y = \frac{1}{\ell}\int dy\int dy' G_{xy}(\vec{s}\vec{s}') = \frac{1}{(2\pi)^2}\frac{1}{\ell}\int dydy'\int d^2\vec{k}(-4\pi)\frac{k_xk_y}{k^2}f(kL)e^{i\vec{k}(\vec{s}-\vec{s}')}$

17 $\frac{1}{\ell}\int_{-\ell/2}^{\ell/2}dy\int_{-\ell/2}^{\ell/2}dy' e^{ik_y(y-y')} = \frac{1}{\ell}\left[\int_{-\ell/2}^{\ell/2}dy e^{ik_yy}\right]^2 = \frac{1}{\ell}\frac{4}{k_y^2}\sin^2\frac{k_y\ell}{2} \xrightarrow[\ell\to\infty]{} \frac{4}{\ell}\cdot\frac{\pi\ell}{2}\delta(k_y) = 2\pi\delta(k_y)$

18 $\int dk_y\frac{k_y}{k^2}f(kL)\cdot\delta(k_y) = 0$ при $\ell\to\infty$ (infinite film).

Поэтому при $\langle\dots\rangle_y$ остаются только G_{xx} и G_{zz}, см. Gus' JMMM – subm.

$H_0^y = M_s\int dx'dy'\left[G_{yx}m_x^0 + G_{yy}m_y^0\right] = 0$ после $\langle\dots\rangle_y$. Также $\int dy'(\dots)$ дает то

$H_0^z = M_s\int dx'dy' G_{zz}m_z^0 = 0$ из-за $m_z^0 = 0$, т.к. Neel DW.

59/306

$\rightarrow H_0^x = M_s\int dx'dy' G_{xx}m_x^0 = M_s\int dx'\cos\Phi_0(x')g_{xx}(xx')$, $g_{xx}(xx') = \int dy' G_{xx}(xyx'y')$

$\int dy' G_{xx}(\vec{s}\vec{s}') = \int dy'\int\frac{d^2\vec{k}}{(2\pi)^2}e^{i\vec{k}(\vec{s}-\vec{s}')}(-4\pi)\frac{k_x^2}{k^2}f(kL)$, $\int dy' e^{-ik_yy'} = \frac{1}{(-ik_y)}e^{-ik_yy'}\Big|_{-\ell/2}^{\ell/2}$

$g_{xx} = \frac{1}{\ell}\int dydy' G_{xx}(\vec{s}\vec{s}') = \frac{1}{(2\pi)^2}\int d^2\vec{k}(-4\pi)\frac{k_x^2}{k^2}f(kL)e^{ik_x(x-x')}2\pi\delta(k_y) = -2\int dk_x f(k_xL)e^{ik_x(x-x')}$

$g_{xx}(xx') = -2\int_0^\infty dk f(kL)\cos k(x-x')$ – очевидно

Escaneado con CamScanner

ФТ случае: $\int dz dz'$ сделано, но $\int dy dy'$ проинтегрировано, если $w \neq f(y)$ и размер вдоль оу $l \to \infty$.

Martxoa · Marzo

1 $g_{xx}(xx') = -4\pi\delta(x-x') - g_{zz}(xx')$, $g_{zz}(xx') = \frac{2}{l}\ln\left[\frac{(x-x')^2}{(x-x')^2+L^2}\right]$

при $\frac{L}{w} \to 0$ $g_{zz}(xx') \approx -4\pi\delta(x-x')$ и $g_{xx} \to 0$.

$H_0^x(x) = M_s \int dx' \cos\Phi_0(x') g_{xx}(xx')$ и не выполн. $H_0^x = -4\pi M_s \cos\Phi_0$

Osteguna · Jueves

как предполагали Slonczewski '84 и Winter'61. У Winter – Bulk crystal $H_0^x = -4\pi M_x$ годится, но у Slonczewski – thin film и $H_0^x = -4\pi M_x$ – недопустимо, это ошибка.

Берем ansatz из rigid wall model: $\varphi(xyt) = -\Phi_0'(x) q(y,t)$.

$$\begin{cases} -\frac{1}{\gamma}\dot{\varepsilon\varepsilon} = -\cos\Phi_0 H_0^x \Phi_0' \cdot q + \sin\Phi_0 h_x[q] - \cos\Phi_0 h_y[q] \\ -\frac{1}{\gamma}\Phi_0'\dot{q} = \cos\Phi_0 H_0^x \cdot \varepsilon\varepsilon + h_z[\varepsilon\varepsilon] \end{cases}, \quad \varepsilon\varepsilon(x,y,t) \to \varepsilon\varepsilon(y,t)$$

теперь можно УД усреднить по x'. $\langle\dots\rangle_x = \frac{1}{w}\int dx(\dots)$.

$f_1 = \langle\cos\Phi_0 \Phi_0' H_0^x\rangle_x$, $f_2 = \langle\cos\Phi_0 H_0^x\rangle_x$.

$\langle\sin\Phi_0 h_x\rangle_x = \frac{1}{w}\int dx \sin\Phi_0(x) M_s \int dx' \int dy' \left[G_{xx}\sin\Phi_0(x') - G_{xy}\cos\Phi_0(x')\right]\Phi_0'(x')q(y't)$

$\Phi_0(x)$ – константа, $\Phi_0'(x)$ – зависит по x.

$\int dx \int dx' G_{xx}\sin\Phi_0(x)\sin\Phi_0(x')\Phi_0'(x') - ?$ $\int_{-w/2}^{w/2} dx\, G_{xx}\sin\Phi_0(x) =$

$= \int dx \sin\Phi_0(x) \int \frac{d^2\vec{k}}{(2\pi)^2} e^{i\vec{k}(\vec{s}-\vec{s}')}(-4\pi)\frac{k_x^2}{k^2} f(kL)$ – не равен "0" $\Rightarrow$ зав. по k_x.

$\int dx \int dx' G_{xy}\sin\Phi_0(x)\cos\Phi_0(x')\Phi_0'(x') = \int dx \int dx' \sin\Phi_0(x)\cos\Phi_0(x')\Phi_0'(x') \times$

$\times \int \frac{d^2\vec{k}}{(2\pi)^2}(-4\pi) e^{ik_x(x-x')} e^{ik_y(y-y')} \frac{k_x k_y}{k^2} f(kL)$ – не равен "0".

$\langle\cos\Phi_0 h_y\rangle = \frac{1}{w}\int dx \cos\Phi_0(x) M_s \int dx' \int dy' \left[G_{yx}\sin\Phi_0(x') - G_{yy}\cos\Phi_0(x')\right]\Phi_0'(x')q(y't)$

$\langle\sin\Phi_0 h_x\rangle = M_s \int dy' q(y't)\left[\Gamma_{ss}(yy') - \Gamma_{sc}(yy')\right] = M_s \int dy' q(y't)\Gamma_x(yy')$

$\langle\cos\Phi_0 h_y\rangle = M_s \int dy' q(y't)\left[\Gamma_{cs}(yy') - \Gamma_{cc}(yy')\right] = M_s \int dy' q(y't)\Gamma_y(yy')$

$\Gamma_{sc} \stackrel{?}{=} \Gamma_{cs}$. $\Gamma_{ss}(yy') = \frac{1}{w}\int dx \int dx' \sin\Phi_0(x)\sin\Phi_0(x')\Phi_0'(x') G_{xx}(xx', yy')$

$\Gamma_{cs} = \frac{1}{w}\int dx \int dx' \cos\Phi_0(x)\sin\Phi_0(x')\Phi_0'(x') G_{yx}(xx', yy')$

$\Gamma_{cc}(yy') = \frac{1}{w}\int dx \int dx' \cos\Phi_0(x)\cos\Phi_0(x')\Phi_0'(x') G_{yy}(xx', yy')$

$$\begin{cases} -\frac{1}{\gamma}\dot{\varepsilon\varepsilon} = -f_1 q + M_s \int dy' \Gamma_x(yy') q(y't) - M_s \int dy' \Gamma_y q \\ -\frac{1}{\gamma}\Phi_0'\dot{q} = f_2 \varepsilon\varepsilon - M_s \int dx' \int dy' G_{zz}(xy, x'y')\varepsilon\varepsilon(y't)\int dx \end{cases} \quad \frac{1}{w}$$

$\Gamma_z(yy') = \frac{1}{w}\int dx \int dx' G_{zz}(xy, x'y')$

$\Gamma_z(yy') = \frac{2}{L}\ln\left[\frac{(y-y')^2}{(y-y')^2+L^2}\right]$

60/305

$$\begin{cases} -\frac{1}{\gamma}\dot{\varepsilon\varepsilon} = -f_1 q + M_s \int dy' \Gamma_x q(y't) - M_s \int dy' \Gamma_y q \\ -\frac{1}{\gamma}\Phi_0'\dot{q} = f_2 \varepsilon\varepsilon - M_s \int \Gamma_z(yy')\varepsilon\varepsilon(y't)\,dy' \end{cases}$$

$\Phi_0' = \langle\Phi_0'\rangle_x$

$\Gamma(yy') = \Gamma_x(yy') - \Gamma_y(yy')$

$$\begin{cases} -\frac{1}{\gamma}\dot{\varepsilon\varepsilon} = -f_1 q + M_s \int dy' \Gamma(yy') q(y't) \\ -\frac{1}{\gamma}\Phi_0'\dot{q} = f_2 \varepsilon\varepsilon - M_s \int dy' \Gamma_z(yy')\varepsilon\varepsilon(y't) \end{cases}$$

$\Gamma_z(yy') \approx -4\pi\delta(y-y')$ при $4/w \to 0$.

Escaneado con CamScanner

Escaneado con CamScanner

$$-\frac{1}{\gamma^2}\Phi_0'\ddot{q} = f_2\frac{1}{\gamma}\dot{\varepsilon} - M_s\int dy'\Gamma_z\frac{1}{\gamma}\dot{\varepsilon} = f_2\left[f_1 q - M_s\int dy'\Gamma q(y't)\right]$$

$$-M_s\int dy'\Gamma_z\left[f_1 q(y') - M_s\int dy''\Gamma(y'y'')q(y'')\right], \quad (f_1, f_2 \sim H_0^x \sim L/R)$$

при $L/R \ll 1$, $\Gamma_z = -4\pi\delta(y-y')$. $\Gamma \sim G_{d\beta} \sim f(kL) \sim L/R$

$$-\frac{1}{\gamma^2}\Phi_0'\ddot{q} = f_1 f_2 q - M_s f_2\int dy'\Gamma q(y') - M_s f_1\int dy'\Gamma_z q + M_s^2\int dy'dy''\Gamma_z\Gamma q(y'')$$

оставшиеся члены $\sim\left(\frac{L}{R}\right)$: $-\frac{1}{\gamma^2}\Phi_0'\ddot{q} = -M_s f_1(-4\pi M_s)q - 4\pi M_s^2\int dy'\Gamma(yy')q(y')$

$$-\frac{1}{\gamma^2}\Phi_0'\ddot{q} = 4\pi M_s\left[f_1 q - M_s\int dy'\Gamma(yy')q(y't)\right]$$

$q(yt) = \varepsilon e^{i(ky-\omega t)}$ DW-сбег

$$\frac{\omega^2}{\gamma^2}\varepsilon\Phi_0' = 4\pi M_s\varepsilon\left[f_1 - M_s e^{-iky}\int dy'\Gamma(yy')e^{iky'}\right]$$

$$\frac{\omega^2(k)}{\gamma^2}\Phi_0' = 4\pi M_s\left[f_1 - M_s\int dy'\Gamma(y-y')e^{-ik(y-y')}\right]$$

$$\Gamma(yy') = \Gamma_x(yy') - \Gamma_y(yy') = \Gamma_{ss} - \Gamma_{sc} - \Gamma_{cs} + \Gamma_{cc}, \quad \Gamma_{sc} = \int\frac{dx\,dx'}{w}\sin\Phi_0(x)\cos\Phi_0(x')\Phi_0'(x')G_{xy}$$

$$\Gamma(y) = \left|\int\frac{d^2\vec{x}}{(2\pi)^2}e^{i\vec{x}\vec{y}}\right| = \int\frac{dx_y}{2\pi}\Gamma(x_y)e^{ix_y y}$$

$$\int dy'\Gamma(y-y')e^{-ik(y-y')} = \int dy' e^{ik(y-y')}\int\frac{dx}{2\pi}\Gamma(x)e^{ix(y-y')} = e^{-iky}\times$$

$$\times\int\frac{dx}{2\pi}\Gamma(x)e^{ixy}\int_{-l/2}^{l/2}dy'\,e^{i(k-x)y'} = \frac{e^{-iky}}{l\to\infty}\int\frac{dx}{2\pi}\Gamma(x)e^{ixy}\,2\pi\delta(k-x) = \underset{l\to\infty}{\Gamma(k)}$$

$$\omega^2(k) = \gamma^2\frac{4\pi M_s}{\langle\Phi_0'\rangle_x}\left[f_1 - M_s\Gamma(k)\right], \quad \Gamma(k) = \int_{-\infty}^{\infty}dy\,\Gamma(y)e^{\pm iky}, \quad y = |y-y'|.$$

Закон дисперсии SW excited in Neel DW с $\Phi_0(x)$ profile.

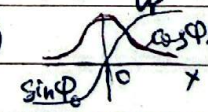
Закрепим SW при $y=0$ (vortex), free b.c. при $y = R'$ ($R' \approx R$).

$q(y) \sim \sin(k_n y)$ с $k_n = (2n-1)\frac{\pi}{2}\frac{1}{R'}$, $n = 1,2,3,\dots$

$\Phi_0' \approx \frac{1}{\delta}$, δ - толщина DW $\sim R$. f_1 и $\Gamma(k)$ найти из интегр. с $\Phi_0'(x)$

$$f_1 = \int\frac{dx}{w}\cos\Phi_0(x)\Phi_0'(x)H_0^x(x) = M_s\int\frac{dx\,dx'}{w}\cos\Phi_0(x)\cos\Phi_0(x')\Phi_0'(x)q_{xx}(xx')$$

$$\cos\Phi_0(x) = \frac{1}{\mathrm{ch}(x/\delta)}, \quad \sin\Phi_0(x) = \mathrm{th}(x/\delta)$$



$\Phi_0'(x) \xrightarrow[\delta\to 0]{} \delta(x)$, поэтому $\Gamma_{d\beta}$ не содержащие $\sin\Phi_0(x)\Phi_0'(x)$ исчезают главную роль. $\Gamma_{cc} \approx \frac{1}{w}\int dx\cos\Phi_0(x)G_{yy}(x0, yy') \approx \frac{1}{2\delta}\int_{-\delta}^{\delta}dx\,G_{yy}(x0, yy')$

$$\Gamma_{cc}(yy') = \int dx\,dx'F(xx')G_{yy}(xx', yy') = \int dx\int dx'F(xx')\int\frac{d^2\vec{k}}{(2\pi)^2}(-4\pi)\frac{k_y^2}{k^2}f(kL)e^{ik_x(x-x')}e^{ik_y(y-y')} =$$

$$= \frac{1}{2\pi}\int dk_y\Gamma_{cc}(k_y)e^{ik_y(y-y')}$$

$$\Gamma_{cc}(k_y) = -2\int dx\,dx'F\int dk_x\frac{k_y^2}{k^2}f(kL)e^{ik_x(x-x')} = -2\int dk_x\frac{k_y^2}{k^2}f(kL)\int dx\cos\Phi_0(x)e^{ik_x x}\times$$

$$\times\int dx'\cos\Phi_0(x')\Phi_0'(x')e^{-ik_x x'}. \quad \mathcal{J}_c(k_x) = \int dx\cos\Phi_0(x)e^{ik_x x} = \int_{-\infty}^{\infty}dx\,\frac{e^{ik_x x}}{\mathrm{ch}(x/\delta)}$$

$$\Phi_0(x) = 2\arctg e^{x/\delta} - \pi/2, \quad \Phi_0'(x) = \frac{2}{\delta}\frac{1\cdot e^{x/\delta}}{1+e^{2x/\delta}} = \frac{1}{\delta}\frac{1}{\mathrm{ch}(x/\delta)} = \frac{1}{\delta}\cos\Phi_0(x)$$

$$\mathcal{J}_c'(k_x) = \int dx'\frac{e^{-ik_x x'}}{\mathrm{ch}^2(x'/\delta)}. \quad \mathcal{J}_c, \mathcal{J}_c' \text{ надо взять аналитически как } F(k_x).$$

Note: если $k_y \to 0$, то в $\Gamma(k_y)$ даст вклад только $\Gamma_{ss} \sim G_{xx}$.

$\int_0^\infty dx \frac{e^{-\mu x}}{ch x} = \beta\left(\frac{\mu+1}{2}\right)$, $Re\mu > -1$. $\int_0^\infty dx \frac{e^{-\mu x}}{ch^2 x} = \mu\beta\left(\frac{\mu}{2}\right) - 1$, $Re\mu > 0$

Martxoa · Marzo

5

$\int_0^\infty dx \frac{\cos k_x x}{ch x}$, $\int_0^\infty dx \frac{\cos k_x x}{ch^2 x}$, $\int_0^\infty dx \sin k_x x \cdot th x$ $\int_0^\infty dx \frac{\sin k_x x}{ch x}$ $\int_0^\infty dx \frac{\sin k_x x}{sh x}$ $\int_0^\infty dx \frac{\sin k_x x}{ch^2 x}$

$\int_0^\infty \frac{\cos ax}{ch \beta x} dx = \frac{\pi}{2\beta} \operatorname{sech} \frac{a\pi}{2\beta}$. $\int_0^\infty dx e^{\sin ax} \cdot th(\beta x) = \frac{\pi}{\beta} \frac{sh \frac{a\pi}{2\beta}}{ch \frac{a\pi}{\beta} - 1}$

Astelehena · Lunes

$\int_0^\infty dx \frac{\cos ax}{ch^2 \beta x} = \frac{a\pi}{2\beta^2 sh\left(\frac{a\pi}{2\beta}\right)}$, $\int_0^\infty dx \sin ax \frac{sh \beta x}{ch^2 \beta x} = \frac{\pi}{\beta 2} \frac{a \, sh(a\pi/2\beta)}{ch \frac{a\pi}{\beta} + 1}$

$\int_0^\infty dx \sin ax \frac{sh x}{ch x} = \pi \frac{ch(\pi a/2)}{sh(a\pi)}$ $sh(2x) = 2 sh x \cdot ch x$, $ch 2x = ch^2 x + sh^2 x = 2ch^2 x$

$\Gamma_{ss}(yy') = \int dx dx' F_s(xx') G_{xx}(xx' yy') = \int dx \int dx' F_s \int \frac{d^2k}{4\pi^2} (-4\pi) \frac{k_x^2}{k^2} f(kL) e^{ik_x(x-x')} e^{ik_y(y-y')} =$

$= \int \frac{dk_y}{2\pi} \Gamma_{ss}(k_y) e^{ik_y(y-y')}$, $\Gamma_{ss}(k_y) = \int dx \int_w dx' \sin\Phi_c(x) \sin\Phi_0(x') \Phi_0'(x') (-2) \int dk_x \frac{k_x^2}{k^2} e^{ik_x(x-x')}$

$\int_{-\infty}^\infty dx e^{ik_x x} \sin\Phi_0(x) = \int dx e^{ik_x x} th\left(\frac{x}{\delta}\right) = 2i \int_0^\infty dx \sin(k_x x) \frac{sh x/\delta}{ch x/\delta} = \left| x/\delta = z \right| =$

$= 2i\delta \int_0^\infty dz \sin(k_x \delta z) \frac{sh z}{ch z} = 2i\delta \cdot \pi \frac{ch\left(\frac{\pi}{2} k_x \delta\right)}{sh(\pi k_x \delta)} = 2i\delta\pi \frac{1}{2} \frac{1}{sh\left(\frac{\pi}{2} k_x \delta\right)} = i \frac{\pi\delta}{sh\left(\frac{\pi}{2} k_x \delta\right)}$

$\int_{-\infty}^\infty dx \sin\Phi_0(x) \Phi_0'(x) e^{-ik_x x} = -\frac{i \cdot 2}{\delta} \int_0^\infty dx \sin k_x x \frac{sh(x/\delta)}{ch^2(x/\delta)} = -2i \int_0^\infty dz \sin(k_x \delta z) \frac{sh z}{ch^2 z} = 2i \frac{\pi}{2} k_x \delta \frac{ch\left(\frac{\pi}{2} k_x \delta\right)}{ch(\pi k_x \delta)}$

$ch 2x + 1 = 2ch^2 x$, $\int_{-\infty}^\infty dx \sin\Phi_0(x) \Phi_0'(x) e^{-ik_x x} = -i\pi \frac{k_x \delta}{ch\left(\frac{\pi}{2} k_x \delta\right)}$

$ch 2x - 1 = 2ch^2 x - 2 = 2sh^2 x$.

С интегралом $\int_0^\infty dx \sin ax \cdot th x$ – наверно, от $\to 0$ при $a \to 0$.

$J(a) = \int dx \frac{\cos ax}{x} \cdot th x$, $J'(a) = -\int dx \sin ax \cdot th x$, $J(a) = \frac{1}{2} \ln \frac{ch \frac{a\pi}{2} + 1}{ch \frac{a\pi}{2} - 1}$ $\ln \frac{1+\varepsilon}{1-\varepsilon} \to 2\varepsilon$, $a \to 0$

(24/III) Снегур SW в Neel DW задается:

$\to \omega^2(k) = \gamma^2 \frac{4\pi M_s^2}{\langle \Phi_0' \rangle_x} [f_1 - \Gamma(k)]$, $k = k_y$ (вдоль DW) $f_1 = \frac{1}{M_s} \langle \cos\Phi_0 \Phi_0' H_0^x \rangle_x$

$f_1 = \frac{1}{w} \int dx \cos\Phi_0(x) \Phi_0'(x) \frac{H_0^x(x)}{M_s} = \int \frac{dx dx'}{w} \cos\Phi_0(x) \Phi_0'(x) \cos\Phi_0(x') \int dy' G_{xx}(xx', yy')$

$\frac{i}{\ell} \int dy \int dy' e^{ik_y(y-y')} \xrightarrow[\ell \to \infty]{} 2\pi\delta(k_y)$ и $\int_{-\infty}^\infty dy' e^{ik_y(y-y')} = e^{ik_y y} \int_{-\infty}^\infty dy' e^{-ik_y y'} =$

$= e^{ik_y y} 2\pi\delta(k_y) \Big|_{-\infty}^\infty = 2\pi\delta(k_y)$

Т.е. $\frac{1}{\ell} \int dy \int dy' (\ell \to \infty)$ и $\int_{-\infty}^\infty dy' (\dots)$ эквивалентны.

$\Gamma_{ss}(yy') = \int \frac{dk_y}{2\pi} \Gamma_{ss}(k_y) e^{ik_y(y-y')}$, $\Gamma_{ss}(k_y) = \int dy' \Gamma_{ss}(y-y') e^{-ik_y(y-y')}$

$\Gamma_{ss}(k_y) = \int dy' e^{-ik_y(y-y')} \int_w dx \int dx' \sin\Phi_0(x) \sin\Phi_0(x') \Phi_0'(x') G_{xx}(xx', yy')$

64/301

$\Gamma(k=0) = \Gamma_{ss}(k=0) = \Gamma_{ss}(0)$, $(f_1 - \Gamma_{ss}(0)) = \int \frac{dx dx'}{w} \Phi_0'(x) \cos[\Phi_0(x) + \Phi_0(x')] \int dy' G_{xx}(xx', yy')$

$\int dy' G_{xx}(xx', yy') = \int dy' G_{xx}(y-y') = -2 \int dk f(kL) \cos k(x-x') = g_{xx}(x, x')$

Strip G.f. $g_{xx}(xx') = -4\pi\delta(x-x') - \frac{2}{L} \ln\left[\frac{(x-x')^2}{(x-x')^2 + L^2}\right]$, $\Phi_0'(x) = \frac{\delta^{-1}}{ch(x/\delta)}$

$\to \cos\Phi_c(x) = \frac{1}{ch(x/\delta)}$, $\sin\Phi_c(x) = th(x/\delta)$

10 Asz · $\int \frac{dx dx'}{w} \Phi_0'(x) \cos\Phi_0(x) \cos\Phi_0(x') g_{xx}(xx')$ и $\Gamma_{ss}(k=0) = \int \frac{dx dx'}{w} \sin\Phi_0(x) \sin\Phi_0(x') \Phi_0'(x') g_{xx}(x)$

Escaneado con CamScanner

тогда $g_{zz}(xx') = \frac{2}{L}\ln\left[\frac{(x-x')^2}{\Delta x^2+L^2}\right] \xrightarrow[L\to 0]{} -4\pi\delta(x-x')$, а $g_{xx}(x-x') \xrightarrow[L\to 0]{} 0$

$f_1 = \frac{4\pi}{w}\int dx\, \Phi_0'(x)\cos^2\Phi_0(x) - \frac{2}{Lw}\int dx\,dx'\,\Phi_0'(x)\cos\Phi_0(x)\cos\Phi_0(x')\ln\left[\frac{\Delta x^2}{\Delta x^2+L^2}\right] =$

$= (1^{mra}) = -\frac{2}{Lw}\int dx\,\Phi_0'(x)\cos^2\Phi_0(x)\int dx'\ln\left[\frac{\Delta x^2}{\Delta x^2+L^2}\right]$

$\frac{2}{L}\int_{-w/2}^{w/2} dx'\ln\left[\frac{(x-x')^2}{(x-x')^2+L^2}\right] = \left|\frac{x'-x}{w} = \zeta\right| = \frac{2}{\rho}\int_{-\frac12-x/w}^{1/2-x/w} d\zeta\ln\left(\frac{\zeta^2}{\zeta^2+\rho^2}\right) = \frac{2}{\rho}\Big[\ln(\zeta^2) -$

$-\ln(\zeta^2+\rho^2)\Big]d\zeta = \frac{2}{\rho}\left[2\zeta(\ln|\zeta|-1) - \zeta\ln(\zeta^2+\rho^2) + 2\zeta - 2\rho\,\mathrm{arctg}\frac{\zeta}{\rho}\right]' =$

$= \frac{2}{\rho}\left[\zeta\ln\frac{\zeta^2}{\zeta^2+\rho^2} - 2\rho\,\mathrm{arctg}\frac{\zeta}{\rho}\right]_{-\frac12-x/w}^{\frac12-x/w} = \frac{2}{\rho}\left[2\left(\tfrac12-x\right)\ln\left(\tfrac12-x\right) + 2\left(\tfrac12+x\right)\ln\left(\tfrac12+x\right) -\right.$

$\left. -\left(\tfrac12-x\right)\ln\left[\left(\tfrac12-x\right)^2+\rho^2\right] - \left(\tfrac12+x\right)\ln\left[\left(\tfrac12+x\right)^2+\rho^2\right] - 2\rho\,\mathrm{arctg}\frac{\left(\frac12-x\right)}{\rho} - 2\rho\,\mathrm{arctg}\frac{\left(\frac12+x\right)}{\rho}\right]$

$\int_{-w/2}^{w/2} dx\,\frac{1}{ch^3 x/\delta}\int dx'\ln\left[\frac{\Delta x^2}{\Delta x^2+L^2}\right]$ (с $w\to\infty$) уже не взять аналитически.

Приближенно

$\cos\Phi_0(x) = 1/ch(x/\delta)$. Считаем $\cos\Phi_0(x) = \begin{cases} c, & |x|<\delta \\ 0, & иначе \end{cases}$, $c\le 1$.

$\Phi_0'(x) = c/\delta$ $\qquad x\in[-\delta,\delta]$ $\qquad \frac{w}{2}\to\delta$.

$f_1 = \int_{-\delta}^{\delta}\frac{dx}{2\delta}\int_{-\delta}^{\delta}dx'\,\frac{c^3}{\delta}\,g_{xx}(xx') = \frac{1}{2}\frac{c^3}{\delta^2}\int dx\int dx'\,g_{xx}(xx') = \frac{1}{2}\frac{c^3}{\delta^2}J_g$

$J_g = \int_{-\delta}^{\delta}dx\int_{-\delta}^{\delta}dx'\,g_{xx}(xx') = \int dx\int dx'\left[-4\pi\delta(x-x') - \frac{2}{L}\ln\left(\frac{\Delta x^2}{\Delta x^2+L^2}\right)\right] =$

$= -8\pi\delta - \frac{2}{L}\int dx\int_{1-x/\delta}^{\dots}dx'\ln\left(\frac{\Delta x^2}{\Delta x^2+L^2}\right) = -4\pi\delta - \frac{2\delta}{L}\int_{-\delta}^{\delta}dx\int_{-\delta}^{\delta}\frac{dx'}{\delta}\ln\frac{\Delta x^2}{\Delta x^2+L^2} = \left|\frac{x'-x}{\delta} = \zeta\right| =$

$= -8\pi\delta - \frac{2\delta^2}{L}\int\frac{dx}{\delta}\int_{-1-x/\delta}^{\dots}d\zeta\ln\frac{\zeta^2}{\zeta^2+\rho^2} = -4\pi\delta - \frac{2\delta^2}{L}\int_{-1}^{1}dx\int_{-1-x}^{1-x}d\zeta\ln\left(\frac{\zeta^2}{\zeta^2+\rho^2}\right) =$

$= -8\pi\delta - \frac{2\delta^2}{L}\int_{-1}^{1}dx\left[2(1-x)\ln(1-x) + 2(1+x)\ln(1+x) - (1-x)\ln\left[(1-x)^2+\rho^2\right] -\right.$

$\left. -(1+x)\ln\left[(1+x)^2+\rho^2\right] - 2\rho\,\mathrm{arctg}\frac{(1-x)}{\rho} - 2\rho\,\mathrm{arctg}\frac{(1+x)}{\rho}\right]$, $\rho = \frac{L}{\delta}\sim 1$.

$\int_{-1}^{1}dx\,(1-x)\ln(1-x) = \left|\begin{matrix}1-x=u\\ -dx=du\end{matrix}\right| = -\int du\,u\ln u = -u^2\left[\frac12\ln u - \frac14\right]_2^0 =$

$= 4\left(\frac12\ln 2 - \frac14\right) = 2\ln 2 - 1$; $\int_{-1}^{1}dx\,(1+x)\ln(1+x) = \int dv\,v\ln v = v^2\left[\frac12\ln v - \frac14\right]_0^2 =$

$= 2\ln 2 - 1$

$\int dx\,(1-x)\ln\left[(1-x)^2+\rho^2\right] = -\int du\,u\ln(u^2+\rho^2) = -\frac12\left[(u^2+\rho^2)\ln(u^2+\rho^2) - u^2\right]_2^0 =$

$= -\frac12\left[\rho^2\ln\rho^2\right] + \frac12\left[(4+\rho^2)\ln(4+\rho^2) - 4\right] = \frac12(4+\rho^2)\ln(4+\rho^2) - \rho^2\ln\rho - 2$

$\int dx\,(1+x)\ln\left[(1+x)^2+\rho^2\right] = \int dv\,v\ln(v^2+\rho^2) = \frac12\left[(v^2+\rho^2)\ln(v^2+\rho^2) - v^2\right]_0^2$

$\int dx\,\mathrm{arctg}\frac{(1-x)}{\rho} = -\int du\,\mathrm{arctg}\frac{u}{\rho} = -u\,\mathrm{arctg}\frac{u}{\rho}\Big|_2^0 + \frac{\rho}{2}\ln(u^2+\rho^2)\Big|_2^0 =$

$= \frac12\rho\ln\rho^2 + 2\,\mathrm{arctg}\frac{2}{\rho} - \frac{\rho}{2}\ln(4+\rho^2)$

$\int dx\,\mathrm{arctg}\frac{(1+x)}{\rho} = \int dv\,\mathrm{arctg}\frac{v}{\rho} = v\,\mathrm{arctg}\frac{v}{\rho}\Big|_0^2 - \frac12\rho\ln(v^2+\rho^2)\Big|_0^2 = 2\,\mathrm{arctg}\frac{2}{\rho}$ 657300

$-\frac12\rho\ln(4+\rho^2) + \frac12\rho\ln\rho^2$

$J_g = -8\pi\delta - \frac{2\delta^2}{L}\left[2\cdot 2(2\ln 2 - 1) - (4+\rho^2)\ln(4+\rho^2) + 2\rho^2\ln\rho + 4 - 2\rho^2\ln\rho^2 -\right.$

$\left. -8\rho\,\mathrm{arctg}\frac{2}{\rho} + 2\rho^2\ln(4+\rho^2)\right] = -8\pi\delta - \frac{2\delta}{\rho}\left[8\ln 2 - 4\ln(4+\rho^2) + \rho^2\ln(4+\rho^2) -\right.$

$\left. -2\rho^2\ln\rho - 8\rho\,\mathrm{arctg}\frac{2}{\rho}\right]$. Все же считаем $\rho\ll 1$, $\rho = L/\delta$. $L\sim 10$ нм, $\delta\sim 100$ нм.

$\mathrm{arctg}\,x = \frac{\pi}{2} - \frac{1}{x} + \frac{1}{3x^3} - \dots$, $x\gg 1$. Разложим $J_g(\rho)$ по $\rho\ll 1$ до ρ^2.

Escaneado con CamScanner

$\to J_g(\rho) = -8\pi\delta - \frac{2\delta}{\rho}\left[2\ln 2 - 4\left(\ln 4 + \frac{\rho^2}{4}\right) + \rho^2\left(\ln 4 + \frac{\rho^2}{4}\right) - 2\rho^2\ln\rho - 8\rho\left(\frac{\pi}{2} - \frac{\rho}{2} + \frac{1}{3}\left(\frac{\rho}{2}\right)^3\right)\right] = -8\pi\delta - \frac{2\delta}{\rho}\left[-\rho^2 + 2\ln 2 \cdot \rho^2 - 2\rho^2\ln\rho\right] = -2\delta\left[3\rho + 2\rho\ln 2 - 2\rho\ln\rho\right] = -2\delta\rho\left[3 + 2\ln\frac{2}{\rho}\right] + O(\rho^3)$

$f_1 = \frac{1}{2}\frac{c^3}{\delta^2} J_g = \frac{1}{2}\frac{c^3}{\delta^2}(-1)\,2\delta\rho\left[3 + 2\ln\frac{2}{\rho}\right] = -\frac{c^3}{\delta}\rho\left[3 + 2\ln\frac{2}{\rho}\right]$

$\omega^2(k) = \gamma^2\frac{4\pi M_s^2}{\langle\Phi_0'\rangle_x}\left[f_1 - \Gamma(k)\right]$, $\left(\Delta\omega_{st}\right)^2 = \frac{\gamma^2 4\pi M_s^2}{(c/\delta)} f_1 = \gamma^2 4\pi M_s^2 \frac{c}{\delta}\rho\left[3 + 2\ln\frac{2}{\rho}\right]$

$\left(\Delta\omega_{st}\right)^2 = \omega_M^2\frac{c^2}{4\pi}\rho\left(3 + 2\ln\frac{2}{\rho}\right)$, $\frac{|\Delta\omega_{st}|}{\omega_M} \approx c\sqrt{\frac{\rho}{4\pi}\left(3 + 2\ln\frac{2}{\rho}\right)}$

Оценка $c = 1$, $\rho = 1/\delta = 0.1$, $|\Delta\omega_{st}|/\omega_M = 0{,}27$ или $|\Delta\omega_{st}| \approx 8{,}0$ GHz

– вполне разумно, уменьшение $c < 1$ надо δ брать.

$\int_{-\infty}^{\infty} dx \cos\Phi_0(x) = \int_{-\delta}^{\delta} dx\, c = 2\delta c$. $\int_{-\infty}^{\infty}\frac{dx}{\mathrm{ch}\frac{x}{\delta}} = \frac{\pi}{2}\delta$, $\frac{\pi}{2}\delta = 2\delta c$, $c = \frac{\pi}{4} \approx 0{,}785$

$\Gamma_{ss}(k=0) = \frac{1}{2\delta}\int dx\,dx' \sin\Phi_0(x)\sin\Phi_0(x')\,\Phi_0'(x')\,g_{xx}(xx')$ и $\sin\Phi_0(x) = \mathrm{th}\frac{x}{\delta}$ – Наша

Берем $\sin\Phi_0(x) = \begin{cases} s\sqrt{1-c^2}, & |x|<\delta \\ \mathrm{sign}(x)\cdot 1, & |x|>\delta \end{cases}$, $\Phi_0'(x) = \frac{c}{\delta}$ при $|x|<\delta$, иначе $=0$.

– обрезает $|x|>\delta$ область интегрирования. $\Phi_0'(x) = \frac{1}{\delta}\frac{1}{\mathrm{ch}^2(x/\delta)}$

$\to \Gamma_{ss}(0) = \frac{1}{2\delta}\int_{-\delta}^{\delta}dx\int_{-\delta}^{\delta}dx'\, g_{xx}(xx')\,(1-c^2)\frac{c}{\delta} = \frac{1}{2}\frac{c(1-c^2)}{\delta^2} J_g(\rho) < 0$.

$f_1 - \Gamma_{ss}(0) = \frac{1}{2}\frac{c^3}{\delta^2}J_g - \frac{1}{2}\frac{c(1-c^2)}{\delta^2}J_g = -\frac{1}{\delta^2}c\left(\frac{1}{2} - c^2\right)J_g > 0$, $c^2 < \frac{1}{2}$, $c < \sqrt{\frac{1}{2}}$

На самом деле $|\Gamma_{ss}(0)|$ больше, т.к. $\frac{1}{\mathrm{ch}(x/\delta)}$ обрезает инт. по x, не так эффективно как $\frac{1}{\mathrm{ch}^3(x/\delta)}$ в инт. f_1.

$\omega^2(0) = \gamma^2 4\pi M_s^2\frac{\delta}{c}\left[f_1 - \Gamma_{ss}(0)\right] = \gamma^2 4\pi M_s^2\frac{1}{\delta}\left(\frac{1}{2} - c^2\right)|J_g|$

$\omega^2(0) = \omega_M^2\frac{1}{4\pi}\left(\frac{1}{2} - c^2\right)2\rho\left[3 + 2\ln\frac{2}{\rho}\right]$ – для SW-доменов.

Видно $\omega^2(0) \sim \rho = 1/\delta \sim \frac{1}{R}$ как должно быть для магнитост. SW и зависимость от $c \sim c^2$ – слабая, если $c \ll 1$.

$G_{\alpha\beta}(\vec{\delta},\vec{\delta}') = \int\frac{d^2\vec{k}}{(2\pi)^2}G(\vec{k})e^{i\vec{k}(\vec{\delta}'-\vec{\delta})}$, $G_{\alpha\beta}(\vec{k}) = -4\pi\frac{k_\alpha k_\beta}{k^2}f(kL)$

$\alpha,\beta = x,y$

$\Gamma_{ss}(k_y) \sim G_{xx}(\vec{k}) \sim \frac{k_x^2}{k_x^2+k_y^2}f(kL) = \Gamma_{ss}(0) + \Gamma_{ss}''k_y^2$ – гладка по k_y

$\Gamma_{cc}(k_y) \sim G_{yy}(\vec{k}) \sim \frac{k_y^2}{k^2}f(kL) = \Gamma_{cc}''k_y^2$ – гладка по k_y, но $\Gamma_{cc}(0) = 0$

$\Gamma_{sc}(k_y) \sim k_y$ и $\Gamma_{cs}(k_y) \sim k_y$, т.к. $\Gamma_{sc}, \Gamma_{cs} \sim G_{yx}(\vec{k}), G_{xy}(\vec{k})$

Если $\omega(k_y=0)$ определ. $\Gamma_{ss}(0)$, то ω имеет щель, $\sim k_y$, определ. $\Gamma_{sc}(k_y)$ и $\Gamma_{cs}(k_y)$.

$\Gamma_{cs}(k_y) = \int dy'\,\Gamma_{cs}(y-y')e^{-ik_y(y-y')} = \int dy' e^{-ik_y(y-y')}\int\frac{dx\,dx'}{w}\cos\Phi_0(x)\sin\Phi_0(x')\Phi_0'(x')G_{yx}(\ldots)$

$\cos\Phi_0 \to c$, $\sin\Phi_0 \to s\sqrt{1-c^2}$, $\Phi_0' \to c/\delta$

$\int dx\int dx'\frac{c^2}{\delta}\sqrt{1-c^2}\,G_{yx}(xx', yy')$; $\int_{-\delta}^{\delta}dx\int_{-\delta}^{\delta}dx' e^{ik_x(x-x')} = \frac{4}{k_x^2}\sin^2 k_x\delta$

Escaneado con CamScanner

$\Gamma_{\dots}(k_y) = \int dy' e^{-ik_y(y-y')} \frac{1}{2\delta} \frac{c^2}{\delta}\sqrt{1-c^2} \int dx \int dx' G_{xx} = \frac{c^2\sqrt{1-c^2}}{2\delta^2} \int dy' e^{-ik_y\Delta y} \times$

$\times \int dx \int dx' \int \frac{d^2\vec{x}}{(2\pi)^2} e^{i\vec{k}(\vec{s}-\vec{s}')} (-4\pi) \frac{x_x x_y}{x^2} f(xL)$. Aurrera uzteko:

$\Gamma_{cs}(y,y') = \frac{1}{2\pi}\int dk_y \Gamma_{cs}(k_y) e^{ik_y(y-y')} = \int \frac{dx\,dx'}{w} F(x,x') \int \frac{d^2k}{(2\pi)^2} e^{i\vec{k}(\vec{s}-\vec{s}')} (-4\pi) \frac{k_x k_y}{k^2} f(kL)$

$\Gamma_{cs}(k_y) = \int \frac{dx\,dx'}{w} \cos\Phi(x) \sin\Phi(x') \Phi'(x') (-2) \int dk_x e^{ik_x(x-x')} \frac{k_x k_y}{k^2} f(kL) \overset{\text{Jarraian}}{=} \overset{\text{Osterruna}}{?!} =$

$= (-2) k_y \int \frac{dx\,dx'}{w} \cos\Phi(x) \sin\Phi(x') \Phi'(x') \int dk_x e^{ik_x(x-x')} \frac{f(k_x L)}{k_x} \approx$

$\approx (-2) k_y \frac{1}{2} L \int \frac{dx\,dx'}{w} F(x,x') 2\pi\delta(x-x') = -2\pi k_y L \int \frac{dx}{w} \cos\Phi(x) \sin\Phi(x) \Phi'(x)$

Aurrera (t.k. neurr. φ. $\equiv 0$)

$\Gamma_{cs}(k_y) = \frac{1}{2\delta^2} c^2\sqrt{1-c^2} (-2) k_y \int_{-\delta}^{\delta} dx \int_{-\delta}^{\delta} dx' \int dk_x e^{ik_y(x-x')} \frac{k_x}{k^2} f(kL) =$

$= -\frac{c^2}{\delta^2}\sqrt{1-c^2}\, k_y \, 4 \int dk_x \frac{\sin^2 k_x\delta}{k_x^2} \cdot \frac{k_x}{k^2} f(kL)$, no nago $\sin\Phi_0(x) = \mathrm{sign}(x)\cdot\sqrt{1-c^2}$

$\int_{-\delta}^{\delta} dx \cos\Phi(x) e^{ik_x x} = c\int_{-\delta}^{\delta} dx \cos k_x x = c\,(+k_x^{-1}) \sin k_x x \Big|_{-\delta}^{\delta} = \frac{c}{k_x} 2\sin k_x\delta$ kan neurtzeko φ k_x.

$\int dx' \sin\Phi(x')\Phi'(x') e^{-ik_x x'} = \frac{c}{\delta}\sqrt{1-c^2} \int_{-\delta}^{\delta} dx' s(x') e^{-ik_x x'} = \frac{c}{\delta}\sqrt{1-c^2}(-i)\int_{-\delta}^{\delta} dx' s(x') \sin k_x x' =$

$= -i\frac{c}{\delta}\sqrt{1-c^2}\, 2\int_0^{\delta} dx \sin k_x x = (\dots)\left(-\frac{1}{k_x}\right) \cos k_x x \Big|_0^{\delta} = -i\frac{c}{\delta}\sqrt{1-c^2}\frac{2}{k_x}(1-\cos k_x\delta)$

$\Gamma_{cs}(k_y) = (-2) k_y \frac{1}{2\delta} \int dk_x \left[\frac{c}{k_x} 2\sin k_x\delta\right] (-i)\frac{c}{\delta}\sqrt{1-c^2} \frac{(1-\cos k_x\delta)}{k_x} \frac{k_x}{k^2} f(kL) =$

$= 4ik_y \frac{c^2}{\delta^2}\sqrt{1-c^2} \int dk_x \frac{\sin k_x\delta}{k_x} \frac{(1-\cos k_x\delta)}{k^2} f(kL) \underset{k_y\to 0}{=} 2ik_y \frac{c^2}{\delta^2}\sqrt{1-c^2} L \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \frac{\sin k_x\delta\,(1-\cos k_x\delta)}{k_x^2}$

$\Gamma_{cs}(k_y) = 2ik_y L \frac{c^2}{\delta}\sqrt{1-c^2} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} dx_x \frac{\sin x_x (1-\cos x_x)}{x_x^2}$. (i) pertsonat $e^{i\vec{k}(\vec{s}-\vec{s}')}$ Θ $G_{\alpha\beta}(\vec{s},\vec{s}')$

Neurtzea $\Gamma_{ss}(k_y=0)$ c ereduko hurbilketa $\sin\Phi_0(x) = \mathrm{th}(x/\delta)$.

$\Gamma_{ss}(0) = \frac{1}{2\delta} \int dx \int dx' \sin\Phi(x) \sin\Phi(x') \Phi'(x') g_{xx}(x-x')$, $g_{xx}(x,x') = (-2)\int_{-\infty}^{\infty} dk f(|k|L) \cos k\Delta x$

$g_{xx}(x,x') = (-4)\int_0^{\infty} dk f(kL)\left[\cos kx \cos kx' + \sin kx \sin kx'\right] = \frac{2}{L}\ln\left[\frac{\Delta x^2}{\Delta x^2 + L^2}\right]$

$\int_{-\delta}^{\delta} dx \sin\Phi(x) \sin kx = 2\int_0^{\delta} dx \sqrt{1-c^2} \sin kx = 2\sqrt{1-c^2}\frac{1}{k}(1-\cos k\delta)$

$\int_{-\delta}^{\delta} dx' \sin\Phi(x')\cdot\Phi'(x') \sin kx' = 2\sqrt{1-c^2}\cdot\frac{c}{\delta}\int_0^{\delta} dx' \sin kx' = \frac{2c}{\delta}\sqrt{1-c^2}\frac{1}{k}(1-\cos k\delta)$

$\Rightarrow \Gamma_{ss}(0) = \frac{1}{2\delta}\frac{4c}{\delta}(1-c^2)(-4)\int_0^{\infty} dk f(kL)\frac{1}{k^2}(1-\cos k\delta)^2 = -\frac{8c}{\delta}(1-c^2)\int_0^{\infty} dk f(pt)\frac{(1-\cos t)^2}{t^2}$ (298)

log $\int dt$ no „p" pasatzen naiz!

Lehenago $\Gamma_{ss}(0) = \frac{1}{2}\frac{c}{\delta}(1-c^2)(-1)2p\left[3+2\ln\frac{2}{p}\right]$

$\Gamma_{sc}(k_y) = \int \frac{dx\,dx'}{w} \sin\Phi(x) \cos\Phi(x') \Phi'(x') (-2) \int dk_x e^{ik_x(x-x')} \frac{k_x k_y}{k^2} f(kL)$

$\int dx \sin\Phi(x) e^{ik_x x} = \pm i\sqrt{1-c^2}\frac{2}{k_x}(1-\cos k_x\delta)$, $\int dx' \cos\Phi(x')\Phi'(x') e^{-ik_x x'} = \frac{c}{\delta}\frac{c}{k_x} 2\sin k_x\delta$

$\Gamma_{sc}(k_y) = -\Gamma_{cs}(k_y) = -2ik_y L \frac{c^2}{\delta}\sqrt{1-c^2}\int_{-\infty}^{\infty} dk \frac{\sin t(1-\cos t)}{t^2}$ — ez da oso gerie

(-) zeren (i) zegoen

Escaneado con CamScanner

$e^{ik_x(x-x')} = \cos k_x(x-x') + i\sin k_x(x-x')$ и инт. $\int_{-\infty}^{\infty} dk_x e^{ik_x(x-x')} k_x F(|\vec{k}|)$

Могло оказаться что $i\sin k_x(x-x') = i[\sin k_x x \cos k_x x' - \cos k_x x \sin k_x x']$

Вчера я и сделал, получив нулевые $\Gamma_{cs} = -\Gamma_{sc}$ выше.

9 $G_{\alpha\beta}(\vec{s}\vec{s}') = \mathrm{Re}\int \frac{d^2\vec{k}}{(2\pi)^2} G_{\alpha\beta}(\vec{k}) e^{i\vec{k}(\vec{s}-\vec{s}')} = \int \frac{d^2\vec{k}}{(2\pi)^2} G_{\alpha\beta}(\vec{k}) \cos\vec{k}(\vec{s}-\vec{s}')$

$\cos\vec{k}\Delta\vec{s} = \cos[k_x\Delta x + k_y\Delta y] = \cos k_x\Delta x \cdot \cos k_y\Delta y - \sin k_x\Delta x \cdot \sin k_y\Delta y$

Поскольку в $G_{xx} \sim k_x^2$, $G_{yy} \sim k_y^2$ входит только $\cos k_x\Delta x \cos k_y\Delta y$,

а в $G_{xy}, G_{yx} \sim k_x k_y$ входит только $\sin k_x\Delta x \cdot \sin k_y\Delta y$

$G_{\alpha\beta}(\vec{s}\vec{s}') = G_{\alpha\beta}(\vec{s}-\vec{s}')$ авт. легкой по $\vec{s}\to-\vec{s}$, $\vec{s}'\to-\vec{s}'$, одновр. или $(\vec{s}-\vec{s}')\to-(\vec{s}-\vec{s}')$

$G_{\alpha\beta}(\vec{s},\vec{s}') = -2\frac{\partial^2}{\partial x\partial y'}\Phi\left(\frac{|\vec{s}-\vec{s}'|}{L}\right) \Rightarrow \Gamma_{ss}(y), \Gamma_{cc}(y)$ авт. четные функции $y=y-y'$, а $\Gamma_{cs}(y), \Gamma_{sc}(y)$ авт. нечет. функции $y=y-y'$

$\Gamma_{cc,ss}(k_y) = \int dy\, \Gamma_{cc,ss}(y) e^{-ik_y y} = \int dy\, \Gamma_{cc,ss}(y)\cos k_y y$, $y=y-y'$

$\Gamma_{cs,sc}(k_y) = \int dy\, \Gamma_{cs,sc}(y) e^{-ik_y y} = -i\int dy\, \Gamma_{cs,sc}(y)\sin k_y y$

$G_{xy}(\vec{s},\vec{s}') = G_{yx}(\vec{s},\vec{s}') = \int \frac{d^2\vec{k}}{(2\pi)^2} G_{xy,yx}(\vec{k})[\cos k_x\Delta x\cdot\cos k_y\Delta y - \sin k_x\Delta x \sin k_y\Delta y]$

$= -\int \frac{d^2\vec{k}}{(2\pi)^2} G_{xy,yx}(\vec{k}) \sin k_x(x-x') \sin k_y(y-y')$, т.к. $G_{xy} \sim k_x k_y F(|\vec{k}|)$

$\Gamma_{cs}(y-y') = \int \frac{dx\,dx'}{w} \cos\Phi(x)\sin\Phi(x')\Phi'(x') G_{yx}(xx', yy') =$

$= \int \frac{dx\,dx'}{w}\cos\Phi(x)\sin\Phi(x')\Phi'(x')(-1)\int \frac{d^2\vec{k}}{(2\pi)^2} G_{yx}(\vec{k})\sin k_x(x-x')\sin k_y(y-y') =$

$= (-1)\int \frac{dx\,dx'}{w} \underbrace{\cos\Phi(x)}_{\text{чет.}} \underbrace{\sin\Phi(x')\Phi'(x')}_{\text{нечет.}} \int \frac{dk_x\,dk_y}{(2\pi)^2} G_{yx}(\vec{k})\left[-\cos k_x x\cdot\sin k_x x'\right]\sin k_y(y-y')$

$\Gamma_{sc}(y-y') = (-1)\int \frac{dx\,dx'}{w} \underbrace{\sin\Phi(x)}_{\text{нечет.}} \underbrace{\cos\Phi(x')\Phi'(x')}_{\text{чет.}} G_{xy}(\vec{k})\left[\sin k_x x\cdot\cos k_x x'\right]\sin k_y(y-y')$

25/III Editor APE X мнение зашла сообщить vortex-pair paper на ~450 Gock. Согласен с Окс. совпало и re-submitted it. Обсужд. с Окс. наших расчетов Double-V. дефл. фигура и ее зав. задачи поля. электрическим. Аганина построила численно $\delta\vec{m}$ для R=100 nm dot - FMR: две моды - almost uniform и edge-mode ω_1 ω_2, где FMR - res. fields. построить $\Sigma m(\vec{s})$ для R=500 nm, L=50 nm (Py). H_1 H_2 H

27/III Дискурс. Зачем для 2-vortex dynamics: SW in Neel DW. SW и DW

$\Gamma_{cs}(yy') = \int \frac{dx\,dx'}{w}\cos\Phi(x)\sin\Phi(x')\Phi'(x')G_{yx}$; $\Gamma_{sc}(yy') = \int \frac{dx\,dx'}{w}\sin\Phi(x)\cos\Phi(x')\Phi'(x')G_{xy}$

$G_{xy} = G_{yx} = G_{xy}(xx', yy') = G_{xy}(x-x', y-y') = G_{xy}(\vec{s}-\vec{s}')$. ~~легко $x\to x'$, $x'\to x$ или $y\to y'$, $y'\to y$, $(y-y')\to-(y-y')$ и $\Gamma_{sc}(y-y')$ как нечет. смен. знак.~~

Но всегда $\Gamma_{sc} + \Gamma_{cs} = 0$ и не будет члена $\sim k_y$ в разлож. $\omega(k_y)$.

Инт. ур-е: $\frac{\omega^2}{\delta^2}\Phi_0'\cdot q = 4\pi M_s^2[f_1 q - \int dy'\,\Gamma(yy')q(y')]$, $q(yt) = q(y,\omega)e^{i\omega t}$.

Инт. ур-е записано для $q(y,\omega) = q(y)$. 23/III был $q(y) = \varepsilon e^{iky}$.

- следуя Slonczewski, JAP, 1972. $f_1 \neq F(y)$ для системы со $\pi\sigma y''$.

$f_1 = \frac{\omega^2}{\delta^2}\Phi_0'\frac{1}{4\pi M_s^2} = f_1 - \frac{\omega^2}{\omega_M^2}4\pi\langle\Phi_0'\rangle_x = \lambda$; $\lambda q(y) = \int dy'\,\Gamma(yy')q(y')$ -

- стандарт. вид спектральной задачи.

Escaneado con CamScanner

Если λ_n – спектр изогнут, то $\frac{\omega_n^2}{\omega_M^2} = \frac{1}{4\pi\langle\Phi_0'\rangle}[f_1 - \lambda_n]$ в главном приближ. по $\frac{1}{M}$. Будет ли $q(y) = \xi e^{iky}$ – СФ задачи?

$\Gamma(yy') = \Gamma_{ss}(yy') + \Gamma_{cc}(yy') - \Gamma_{sc}(yy') - \Gamma_{cs}(yy')$ было $\frac{\omega^2(k)}{\omega_M^2} = \frac{1}{4\pi\Phi_0'}[f_1 - \Gamma(k)]$

Задачи: $G_{\alpha\beta}(xx', yy')$, $\alpha,\beta = x,y$.

$G_{\alpha\beta}(\vec{s}\vec{s}') = \int \frac{d^2\vec{k}}{(2\pi)^2} G_{\alpha\beta}(\vec{k}) e^{i\vec{k}(\vec{s}-\vec{s}')}$, $G_{\alpha\beta}(\vec{k}) = -4\pi \frac{k_\alpha k_\beta}{k^2} f(kL)$ – telehena

$\int dy' G_{\alpha\beta}(xx', yy') e^{ixy'} = \int dy' \int \frac{d^2\vec{k}}{(2\pi)^2} G_{\alpha\beta}(\vec{k}) e^{ik_x\Delta x} e^{ik_y(y-y')} e^{ixy'} =$

$= \int \frac{d^2\vec{k}}{(2\pi)^2} G_{\alpha\beta}(\vec{k}) e^{ik_x\Delta x} e^{ikyy} \int dy' e^{i(x-k_y)y'} = \left|\begin{array}{l}\text{если пределы} \\ \text{по } y' = \infty\end{array}\right| = \left[\int_{-\infty}^{\infty} dy' e^{izy'} = 2\pi\delta(z)\right] =$

$= 2\pi \int \frac{d^2\vec{k}}{(2\pi)^2} G_{\alpha\beta}(k_x, k_y) e^{ik_x\Delta x} e^{ik_y y} \delta(k_y - x) = e^{ixy} \int \frac{dk_x}{2\pi} G_{\alpha\beta}(k_x, x) e^{ik_x\Delta x}$,

т.е. e^{ixy} есть СФ функции Грина $G_{\alpha\beta}(\vec{s}, \vec{s}')$ если пределы по $y = \infty$.

$\lambda e^{ixy} = \int dy' \Gamma(yy') e^{ixy'}$. $G_{\alpha\beta}(xx', x) = \frac{1}{2\pi} \int dk_x G_{\alpha\beta}(k_x, x) e^{ik_x(x-x')}$ – Фом.

$G_{\alpha\beta}(k_x, x)$ – Фом. $\Rightarrow G_{\alpha\beta}(xx', x) = \int \frac{dk_x}{2\pi} G_{\alpha\beta}(k_x, x) \cos k_x(x-x')$, $G_{\alpha\beta}(k_x, x) = -4\pi \frac{k_\alpha k_\beta}{k^2} f$.

Возьму лишь $G_{\alpha\beta}(k_x, x)$ зав. по k_x будут $\neq 0$, т.е. $G_{xx}, G_{yy} \neq 0$

и $\Gamma(yy') = \Gamma_{ss}(yy') + \Gamma_{cc}(yy')$ и все упрощается.

$\Gamma(yy') = \int \frac{dx\,dx'}{w} \sin\Phi(x) \sin\Phi(x') \Phi'(x') G_{xx}(xx', yy') + \int \frac{dx\,dx'}{w} \cos\Phi(x) \cos\Phi(x') \Phi'(x') G_{yy}(xx', yy')$

Но $\Gamma_{cc} \sim G_{yy} \sim x^2$, и член $\sim x$ должен сидеть в $G_{xx} \sim \Gamma_{ss}$.

Видимо если $G_{xx}(\vec{k}) = -4\pi \frac{k_x^2}{k_x^2 + k_y^2} f(kL)$, то $\int dk_x G_{xx}(\vec{k})$ может содерж. $|k_y|$ – член

$G_{xx}(xx', x)$ нужна, это ФГ струне с $k_y = x$, и $\langle\ldots\rangle_z$:

$G_{xx}(xx', x) = -4\pi\delta(x-x') - \frac{4}{L}\left[K_0\left(x\sqrt{(x-x')^2 + L^2}\right) - K_0(x|x-x'|)\right]$

При $x = k_y = 0$ получаем $G_{xx} \to g_{xx}(xx') = -4\pi\delta - \frac{2}{L}\ln\left[\frac{\Delta x^2}{\Delta x^2 + L^2}\right]$

$\lambda = \lambda(x) = \Gamma(x)$, $\Gamma(x) = \Gamma_{ss}(x) + \Gamma_{cc}(x)$

$\Gamma_{ss}(x) = \int \frac{dx'\,dx}{w} \sin\Phi(x) \sin\Phi(x') \Phi'(x') G_{xx}(xx', x)$, $G_{xx}(xx', x) = \int_{-\infty}^{\infty} dy\, G_{xx}(xx', y) \cos xy$

Вместо $G_{xx}(xx', x)$ в/ф $\int dx\,dx'(\ldots)$ можно использ. $G_{xx}(xx', x) = \int \frac{dk_x}{2\pi} G_{xx}(k_x, x) \cos k_x \Delta x$

$\sin\Phi(x) = \text{th}(x/\delta)$ – хорош., и $\cos k_x(x-x') = \cos k_x x \cdot \cos k_x x' + \underbrace{\sin k_x x \cdot \sin k_x x'}_{\text{осциллир.}}$

$\int dx \sin\Phi(x) \sin k_x x = \int_{-\infty}^{\infty} dx\, \text{th}\frac{x}{\delta} \cdot \sin k_x x$ – не нашел в Гр.-Рыжике

Грубое приближение: $\sin\Phi(x) \to s(x)\sqrt{1-c^2}$ ($s(x) = \text{sign}(x)$) (использ. для расчета f_1 и $\Gamma_{ss}(0)$)

$\Phi'(x) \to c/\delta$

$\Gamma_{ss}(x) = \frac{1}{2\delta} \int_{-\delta}^{\delta} dx \int_{-\delta}^{\delta} dx' (1-c^2) \frac{c}{\delta} s(x) s(x') G_{xx}(xx', x) = \frac{1}{2}\frac{c}{\delta^2}(1-c^2) \int dx \int dx' s(x) s(x') G_{xx}(xx', x)$

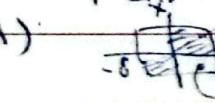
71/294

$N_0(x) = \frac{2}{\pi}(\ln x + \gamma - \ln 2) + O(x^2)$, $x \to 0$.

$J_0(x) = 1 - \frac{x^2}{4 \cdot 1!}$. $K_0(z) = -I_0(z) \cdot \ln\frac{z}{2} + \sum_{k=0} \frac{z^{2k}}{2^{2k}(k!)^2} \psi(k+1)$

$I_0(z) = \sum_{k=0} \frac{(z/2)^{2k}}{(k!)^2}$, $K_0(z) = -\left[1 + \frac{(z/2)^2}{(1!)^2}\right]\ln\frac{z}{2} + \psi(1) + \frac{z^2}{2^2}\psi(2) =$

$= \psi(1) - \ln\frac{z}{2} + \frac{z^2}{4}\left[\psi(2) - \ln\frac{z}{2}\right]$. У меня $z = x\sqrt{\Delta x^2 + L^2}$ или $x|\Delta x|$.

$G_{xx} = F(|x-x'|)$ 

, $xx' \gtrless 0$. $\int dx \int dx' s(x) s(x') G_{xx} = 2\int_0^{\delta} dx \int_0^{\delta} dx' [G(|x-x'|) - G(|x+x'|)]$

Если λ_n – спектр чувствен, то $\frac{\omega_n^2}{\omega_M^2} = \frac{1}{4\pi\langle\Phi_0'\rangle}[f_1 - \lambda_n]$ в главном приближ. по $\frac{1}{k}$. Martxoa

Будет ли $q(y) = \sum e^{iky}$ – СФ задачи?

$\Gamma(yy') = \frac{S}{1}\frac{D}{1}\Gamma_{ss}(yy') + \Gamma_{cc}(yy') - \Gamma_{sc}(yy') - \Gamma_{cs}(yy')$. Было $\frac{\omega^2(k)}{\omega_M^2} = \frac{1}{4\pi\Phi_0'}[f_1 - \Gamma(k)]$

$\Gamma(yy')$ – задаётся $G_{\alpha\beta}(xx', yy')$, $\alpha, \beta = x, y$.

$G_{\alpha\beta}(\vec{y}\vec{y}') = \int \frac{d^2\vec{k}}{(2\pi)^2} G_{\alpha\beta}(\vec{k}) e^{i\vec{k}(\vec{y}-\vec{y}')}$, $G_{\alpha\beta}(\vec{k}) = -4\pi \frac{k_\alpha k_\beta}{k^2} f(kL)$ – telehena

$\int dy' G_{\alpha\beta}(xx', yy') e^{ixy'} = \int dy' \int \frac{d^2\vec{k}}{(2\pi)^2} G_{\alpha\beta}(\vec{k}) e^{ik_x\Delta x} e^{ik_y(y-y')} e^{ixy'} =$

$= \int \frac{d^2\vec{k}}{(2\pi)^2} G_{\alpha\beta}(\vec{k}) e^{ik_x\Delta x} e^{ik_y y} \int dy' e^{i(x-k_y)y'} = \left|\begin{array}{l}\text{если пределы} \\ \text{по } y' = \infty\end{array}\right| = \left[\int_{-\infty}^{\infty} dy' e^{izy'} = 2\pi\delta(z)\right] =$

$= 2\pi \int \frac{d^2\vec{k}}{(2\pi)^2} G_{\alpha\beta}(k_x, k_y) e^{ik_x\Delta x} e^{ik_y y} \delta(k_y - x) = e^{ixy} \int \frac{dk_x}{2\pi} G_{\alpha\beta}(k_x, x) e^{ik_x\Delta x}$,

т.е. e^{ixy} есть СФ функции Грина $G_{\alpha\beta}(\vec{y}, \vec{y}')$ если пределы по $y = \infty$.

$\lambda e^{ixy} = \int dy' \Gamma(yy') e^{ixy'}$. $G_{\alpha\beta}(xx', x) = \frac{1}{2\pi}\int dk_x G_{\alpha\beta}(k_x, x) e^{ik_x(x-x')}$ – Фурье.

$G_{\alpha\beta}(k_x, x)$ – Фурье $\Rightarrow G_{\alpha\beta}(xx', x) = \int \frac{dk_x}{2\pi} G_{\alpha\beta}(k_x, x) \cos k_x(x-x')$, $G_{\alpha\beta}(k_x, x) = -4\pi\frac{k_\alpha x}{k^2} f$.

Посмотрим лишь $G_{\alpha\beta}(k_x, x)$ зав. по k_x будут $\neq 0$, т.е. $G_{xx}, G_{yy} \neq 0$

и $\Gamma(yy') = \underset{G_{xx}}{\Gamma_{ss}(yy')} + \underset{G_{yy}}{\Gamma_{cc}(yy')}$ и все умножаются.

$\Gamma(yy') = \int \frac{dx\,dx'}{w} \sin\Phi(x)\sin\Phi(x')\Phi'(x') G_{xx}(xx', yy') + \int \frac{dx\,dx'}{w} \cos\Phi(x)\cos\Phi(x')\Phi'(x') G_{yy}(xx', yy')$

Но $\Gamma_{cc} \sim G_{yy} \sim x^2$, и член $\sim x$ должен сидеть в G_{xx} и Γ_{ss}.

Видимо если $G_{xx}(\vec{k}) = -4\pi\frac{k_x^2}{k_x^2+k_y^2} f(kL)$, то $\int dk_x G_{xx}(\vec{k})$ может содерж. $|k_y|$ – член

$G_{xx}(xx', x)$ чувствна, это ФГ вдоль с $k_y = x$, и $\langle\dots\rangle_z$:

$G_{xx}(xx', x) = -4\pi\delta(x-x') - \frac{4}{L}\left[K_0\left(x\sqrt{(x-x')^2+L^2}\right) - K_0(x|x-x'|)\right]$

При $x = k_y = 0$ получаем $G_{xx} \to g_{xx}(xx') = -4\pi\delta - \frac{2}{L}\ln\left[\frac{\Delta x^2}{\Delta x^2 + L^2}\right]$

$\lambda = \lambda(x) = \Gamma(x)$, $\Gamma(x) = \Gamma_{ss}(x) + \Gamma_{cc}(x)$

$\Gamma_{ss}(x) = \int \frac{dx'\,dx}{w} \sin\Phi(x)\sin\Phi(x')\Phi'(x') G_{xx}(xx', x)$, $G_{xx}(xx', x) = \int_{-\infty}^{\infty} dy\, G_{xx}(xx', y)\cos xy$

Вместо $G_{xy}(xx', x)$ и/или $\int dx\,dx'(\dots)$ можно использ. $G_{xy}(xx', x) = \int \frac{dk_x}{2\pi} G_{xx}(k_x, x)\cos k_x\Delta x$

$\sin\Phi(x) = \text{th}(x/\delta)$ – хорош., и $\cos k_x(x-x') = \cos k_x x \cdot \cos k_x x' + \underbrace{\sin k_x x \cdot \sin k_x x'}_{\text{остаётся}}$

$\int dx \sin\Phi(x)\sin k_x x = \int_{-\infty}^{\infty} dx\, \text{th}\frac{x}{\delta}\cdot\sin k_x x$ – не нашел в Гр.-Рыжике

Грубое приближение: $\sin\Phi(x) \to s(x)\sqrt{1-c^2}$, $\Phi'(x) \to c/\delta$ (использ. для расчёта f_1 и $\Gamma_{ss}(0)$)

$\Gamma_{ss}(x) = \frac{1}{2\delta}\int_{-\delta}^{\delta} dx \int_{-\delta}^{\delta} dx' (1-c^2)\frac{c}{\delta} s(x)s(x') G_{xx}(xx', x) = \frac{1}{2}\frac{c}{\delta^2}(1-c^2)\int_{-\delta}^{\delta} dx \int_{-\delta}^{\delta} dx' s(x)s(x') G_{xx}(xx', x)$

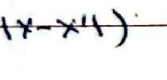
71/294

$s(x) = \text{sign}(x)$. $N_0(x) = \frac{2}{\pi}(\ln x + \gamma - \ln 2) + O(x^2)$, $x \to 0$.

$J_0(x) = 1 - \frac{x^2}{4\cdot 1!}$. $K_0(z) = -I_0(z)\cdot\ln\frac{z}{2} + \sum_{k=0} \frac{z^{2k}}{2^{2k}(k!)^2}\psi(k+1)$

$I_0(z) = \sum_{k=0} \frac{(z/2)^{2k}}{(k!)^2}$, $\to K_0(z) = -\left[1 + \frac{(z/2)^2}{(1!)^2}\right]\ln\frac{z}{2} + \psi(1) + \frac{z^2}{2^2}\psi(2) =$

$= \psi(1) - \ln\frac{z}{2} + \frac{z^2}{4}\left[\psi(2) - \ln\frac{z}{2}\right]$. У меня $z = x\sqrt{\Delta x^2 + L^2}$ или $x|x|$.

$G_{xx} = F(|x-x'|)$ 

, $xx' \gtrless 0$. $\int_{-\delta}^{\delta} dx \int_{-\delta}^{\delta} dx' s(x)s(x') G_{xx} = 2\int_0^{\delta} dx \int_0^{\delta} dx' [G(|x-x'|) - G(|x+x'|)]$

Escaneado con CamScanner

Т-ма сложения $Z_\nu e^{i\nu\varphi} = \sum_{k=-\infty}^{\infty} J_k(\varrho)\, Z_{\nu+k}(z) e^{ik\varphi}$, $R^2 = \varrho^2 + z^2 - 2z\varrho\cos\varphi$

$\nu=0$, $Z_0 = K_0$, $\varphi = \frac{\pi}{2}$, $R^2 = \Delta x^2 + L^2$

$K_0(Rx) = \sum_k e^{ik\pi/2} J_k(\varrho)\, Z_k(z) = \sum_k e^{ik\pi/2} J_k(x|\Delta x|) K_k(xL)$

$K_0(xR) = \sum_n e^{in\pi/2} J_n(x|\Delta x|) K_n(xL) = \sum_n e^{in\pi/2} K_n(x|\Delta x|) J_n(xL)$ (k−n = kn)

$xL \ll 1$, ∞ особым не $n=0, \pm 1$.

$K_0(xR) - K_0(x|\Delta x|) = K_0(x\Delta x) J_0(xL) - K_0(x\Delta x) + e^{-i\frac{\pi}{2}} K_1 J_1 = K_0(x\Delta x)[J_0(xL) - 1] + K_1 J_1 - 2i\sin\frac{\pi}{2}$

Но $\int dx \int dx' K_0(x|x-x'|)$ аналитически не берем.

Автокорреляция: $G_{xx}(xx', x) = \int \frac{dk_x}{2\pi} G_{xx}(k_x, x)\cos k_x(x-x')$

$\int_{-\delta}^{\delta} dx \int_{-\delta}^{\delta} dx' S(x) S(x') \sin k_x x \cdot \sin k_x x' = \left[\int_{-\delta}^{\delta} dx\, S(x) \sin k_x x\right]^2 =$

$= 4\left[\int_0^{\delta} dx \sin k_x x\right]^2 = 4\left[-\frac{1}{k_x}\cos k_x x \Big|_0^{\delta}\right]^2 = \frac{4}{k_x^2}(1-\cos k_x\delta)^2$

$\Gamma_{ss}(x) = \frac{1}{2}\frac{c}{\delta^2}(1-c^2)\int \frac{dk_x}{2\pi} G_{xx}(\vec{k}) \int_{-\delta}^{\delta} dx \int_{-\delta}^{\delta} dx' S(x) S(x') \cos k_x(x-x') =$

$= \frac{1}{2}\frac{c}{\delta^2}(1-c^2)\frac{(-4\pi)}{2\pi}\cdot 4 \int dk_x \frac{k_x^2}{k_x^2+x^2} f(kL)\left(\frac{1-\cos k_x\delta}{k_x^2}\right)^2$, $k^2 = k_x^2 + x^2$.

$\int_{-\infty}^{\infty} dk_x \frac{f(kL)}{k_x^2+x^2}\sin^4\frac{k_x\delta}{2} \simeq \frac{1}{2}\int dk_x \frac{\sin^4\frac{k_x\delta}{2}}{(k_x^2+x^2)^{3/2}}$ — расходится?

$K_0(xR) - K_0(x|\Delta x|) \approx [J_0(xL) - 1] K_0(|\Delta x| x) \approx \left[-\frac{1}{4}x^2L^2\right]\left[\Psi(1) - \ln\frac{1}{2}x|\Delta x|\right]$ ($xL \to 0$)

$\Gamma_{ss}(x) = -\frac{c}{\delta^2}(1-c^2)\cdot 16 \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \frac{f(kL)}{k_x^2+x^2}\sin^4 k_x\frac{\delta}{2}$

$xL = (2n-1)\frac{\pi}{2}\frac{1}{R}$

$\Gamma_{cc}(x) = \int \frac{dx\,dx'}{w} \cos\Phi(x)\cos\Phi(x')\Phi'(x')G_{yy}(xx', x)$, $\cos\Phi(x) \to \frac{1}{\operatorname{ch}\frac{x}{\varepsilon}} \to c$, $\Phi'(x) \to \frac{c}{\varepsilon}$.

$\Gamma_{cc}(x) = \frac{c^3}{\delta}\frac{1}{2\delta}\int_{-\delta}^{\delta} dx \int_{-\delta}^{\delta} dx' G_{yy}(xx', x)$, $G_{yy}(xx', x) = \int \frac{dk_x}{2\pi} G_{yy}(k_x, x)\cos k_x\Delta x$

$\int_{-\delta}^{\delta} dx \int_{-\delta}^{\delta} dx' \cos k_x x \cdot \cos k_x x' = \left[\frac{1}{k_x}\sin k_x x\Big|_{-\delta}^{\delta}\right]^2 = \frac{1}{k_x^2}\, 4\sin^2 k_x\delta$

$\Gamma_{cc}(x) = \frac{c^3}{\delta}\frac{1}{2\delta}\int dx\,dx' \int \frac{dk_x}{2\pi}(-4\pi)\frac{x^2}{k_x^2+k^2} f(kL)\cos k_x(x-x') = -\frac{c^3}{\delta^2}4\int dk_x \frac{x^2}{k_x^2+x^2} f(kL)\frac{\sin^2 k_x\delta}{k_x^2}$

$\frac{\omega^2(x)}{\omega_M^2} = \frac{1}{4\pi\langle\Phi_0'\rangle}[f_1 - \Gamma(x)]$, $\Gamma(x) = \Gamma_{ss}(x) + \Gamma_{cc}(x)$, $\Gamma_{ss}(x)$ падает

Но если l (размер балки y) $\to \infty$, то $G_{yy} = 0$ и $\Gamma_{cc} = 0$, $\Gamma_{cc}(x)$ растет с x!

$l \to \infty$ условие $\eta(y)e^{ixy}$ есть СФ. Оставим только $\Gamma_{ss}(x)$

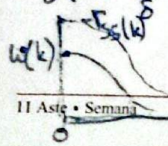
$f_1 = \int \frac{dx\,dx'}{w}\cos\Phi(x)\Phi'(x)\cos\Phi(x')\int dy' G_{xx}(\overset{xx'}{yy'}) = \int \frac{dx\,dx'}{w}\cos\Phi\cos\Phi'\Phi'(x) G_{xx}(xx', x=0)$

Можно $\delta 1$ и $\Gamma_{ss}(0)$ привести к единому виду.

$f_1 \approx \frac{c^3}{\delta^3}\frac{1}{2\delta}\int dx \int dx' \int \frac{dk_x}{2\pi}(-4\pi) f(kL)\cos k_x(x-x') = -\frac{c^3}{\delta^2}\int dk_x f(kL)\frac{4}{k_x^2}\sin^2 k_x\delta < 0$

$\omega^2(x) \sim [f_1 - \Gamma_{ss}(x)]$, $-\Gamma_{ss}(x)$ падает с x ↑,

$\omega^2(x)$ падает с ростом x.



Escaneado con CamScanner

$\omega^2(x) \sim \omega^2(0) - ax^2$, $\omega(x) \sim \sqrt{\omega^2(0) - ax^2}$, $x_c L < x_c L$.

$f_1 = \int \frac{dx\,dx'}{w} \cos\varphi(x)\,\varphi'(x)\cos\varphi(x') \left[-4\pi\delta(x-x') - \frac{2}{L} \ln\left(\frac{\Delta x^2}{\Delta x^2 + L^2} \right) \right]$

$\Gamma_{ss}(x) = \int \frac{dx\,dx'}{w} \sin\varphi(x)\sin\varphi(x')\,\varphi'(x') \left[-4\pi\delta(x-x') - \frac{4}{L} \left[K_0(x\sqrt{\Delta x^2 + L^2}) - K_0(x|\Delta x|) \right] \right]$

$\int dx\,dx' \cos\varphi(x)\cos\varphi(x')\varphi'(x)\delta(x-x') = \int dx \cos^2\varphi(x) \frac{\partial\varphi}{\partial x} = \int d\varphi \cos^2\varphi =$

$= \int d\varphi \frac{1}{2}(1+\cos 2\varphi) = \frac{1}{2}\varphi + \frac{1}{2}\frac{\sin 2\varphi}{2}\Big|_{-\pi/2}^{\pi/2} = \frac{1}{2}\left(\frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{2}\right) + \frac{1}{4}\cdot 0 = \frac{\pi}{2}$

$\int dx\,dx' \sin\varphi(x)\sin\varphi(x')\varphi'(x')\delta(x-x') = \int dx \sin^2\varphi(x) \frac{\partial\varphi}{\partial x} = \int \frac{d\varphi}{2}(1-\cos 2\varphi) = \pi/2$

$f_1 - \Gamma_{ss}(x) = -\frac{2}{L} \int \frac{dx\,dx'}{w} \cos\varphi(x)\cos\varphi(x')\varphi'(x) \ln\left[\frac{\Delta x^2}{\Delta x^2 + L^2} \right] +$

$+ \frac{4}{L} \int \frac{dx\,dx'}{w} \sin\varphi(x)\sin\varphi(x')\varphi'(x') \left[K_0(x\sqrt{\Delta x^2 + L^2}) - K_0(x|\Delta x|) \right]$.

$w \to$ не нужно, т.к. $\varphi' \sim \frac{1}{\delta}$. $x \to x/\delta$. $L/\delta = p$, $x \to x\delta$.

$\cos\varphi = \frac{1}{\mathrm{ch}\,x/\delta}$, $\sin\varphi = \mathrm{th}\,\frac{x}{\delta}$, $\varphi' = \frac{1}{\delta}\frac{1}{\mathrm{ch}\,x/\delta}$

$\to f_1 - \Gamma_{ss}(x) = \frac{2}{p} \int dx\,dx' \frac{1}{\mathrm{ch}^2 x} \frac{1}{\mathrm{ch}\,x'} \ln\left[\frac{\Delta x^2 + p^2}{\Delta x^2} \right] =$

$= \frac{4}{p} \int dx \int dx' \,\mathrm{th}\,x \cdot \frac{\mathrm{th}\,x'}{\mathrm{ch}\,x'} \left[K_0(x|x-x'|) - K_0\left(x\sqrt{(x-x')^2 + p^2}\right) \right]$

$\langle \varphi_0' \rangle_x = \int dx \frac{1}{\delta} \frac{1}{\mathrm{ch}\,x/\delta} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dz}{\mathrm{ch}\,z} = \pi$, $\frac{\omega^2(x)}{\omega_M^2} = \frac{1}{4\pi^2}\left[f_1 - \Gamma_{ss}(x) \right]$

MathCad „SW-Neel_DW-Alies" не умеет интегрировать $\ln(\dots)$.

$g_{xx}(xx') = G_{xx}(xx', x=0) = -4\pi\delta(x-x') - \frac{2}{p} \ln\left(\frac{\Delta x^2}{\Delta x^2 + p^2} \right)$

$G_{xx}(xx', x=0) = \int \frac{dk_x}{2\pi} G_{xx}(k_x, 0) = -2\int dk\, f(kL) \cos k(x-x')$

$\tilde{f}_1 = \frac{2}{p} \int \frac{dx}{\mathrm{ch}^2 x} \frac{dx'}{\mathrm{ch}\,x'} \ln\left[\frac{\Delta x^2 + p^2}{\Delta x^2} \right] = \left(\frac{2}{p}\right)^0 \int \frac{dx}{\mathrm{ch}^2 x} \frac{dx'}{\mathrm{ch}\,x'} \left[G_{xx}(xx', x=0) + 4\pi\delta(x-x') \right] =$

$= \int \frac{dx}{\mathrm{ch}^2 x} \frac{dx'}{\mathrm{ch}\,x'} (-2) \int_{-\infty}^{\infty} dk\, f(kL) \cos kx \cdot \cos kx' + 4\pi \int \frac{dx}{\mathrm{ch}^3 x} = (-2) \int dk f(kp) \int_{-\infty}^{\infty} dx \frac{\cos kx}{\mathrm{ch}^2 x} \cdot$

$\cdot \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dx'}{\mathrm{ch}\,x'} \cos kx' + (\dots) = (-2) \int dk f \cdot 2 \cdot \frac{\pi k}{2\,\mathrm{sh}(\pi/2 k)} \cdot 2 \cdot \frac{\pi}{2} \frac{1}{\mathrm{ch}(\pi k/2)} + (\dots) =$

$= -4\pi^2 \int dk f(kp) \frac{k}{\mathrm{sh}(\pi k)} + 4\pi \int \frac{dx}{\mathrm{ch}^3 x} = 2\pi^2 - 4\pi^2 \int_{-\infty}^{\infty} dk f(kp) \frac{k}{\mathrm{sh}(\pi k)}$

$x_n = k_y^n \delta = (2n-1)\frac{\pi}{2}\frac{\delta}{R}$, $\delta/R \approx \frac{100\,nm}{500\,nm} \approx 0.2$, $(k_y\delta) \approx (2n-1)\cdot 0.3$

$\frac{\omega(0)}{\omega_M} = 0.104$ и/или $p = 0.1$, т.е. $\omega(0)/2\pi \approx 3\,GHz$ – разумно

28/III ~~Отчет MICINN-NSF~~ : заполнил standard form за 2010 и послал от Arantxa to Amelia (Vicerrectorado), которая сделала (0€) он-лайн subm. в MICINN. Отчет MICINN-Oxana: сделали с Arantxa on-line subm. to MICINN-Site и написали to Arantza Ibeke (Vicerrectorado) 73/292 что UPV сделал свою научную отчет – расчетный документ, и за нашими Vicerrectorado послал его в MICINN.

Обсужд. с Arantxa Simul. FMR-dot-Gleb (give R=500 nm) Сколько SW-mod(?) и с Oxc. ее заменил Master. Работа над D.Vortex paper – Mat.Th. Фрагм.

29/III Amelia и Arantza (Vicerrectorado) подтвердили to Arantxa что-обл MICINN-grants должна делаться в MICINN Сент. Напомнить D.Vortex dyn. paper с Фрагм. Тел. call to Фрагм: он собрал. Simul. Дозвонился ω_n – calc'. Докум. напомнил на PDI.

Escaneado con CamScanner

$\omega^2(x) \sim \omega(0) - ax^2$, $\omega(x) \sim \sqrt{\omega^2(0) - ax^2}$, $x_L < x < x_c$.

Marzo · Martxoa

$$f_1 = \int \frac{dx\,dx'}{w} \cos\varphi(x)\,\varphi'(x)\cos\varphi(x')\left[-4\pi\delta(x-x') - \frac{2}{L}\ln\left(\frac{\Delta x^2}{\Delta x^2+L^2}\right)\right]$$

$$\Gamma_{ss}(x) = \int \frac{dx\,dx'}{w} \sin\varphi(x)\,\varphi'(x)\sin\varphi(x')\,\varphi'(x')\left[-4\pi\delta(x-x') - \frac{4}{L}\left[K_0\left(x\sqrt{\Delta x^2+L^2}\right) - K_0(x|\Delta x|)\right]\right]$$

14

$$\int dx\,dx' \cos\varphi(x)\cos\varphi(x')\varphi'(x)\delta(x-x') = \int dx \cos^2\varphi(x)\frac{\partial\varphi}{\partial x} = \int d\varphi \cos^2\varphi =$$

Miércoles · Asteazkena

$$= \int d\varphi \frac{1}{2}(1+\cos 2\varphi) = \frac{1}{2}\varphi + \frac{1}{2}\frac{\sin 2\varphi}{2}\Big|_{-\pi/2}^{\pi/2} = \frac{1}{2}\left(\frac{\pi}{2}+\frac{\pi}{2}\right) + \frac{1}{4}\cdot 0 = \frac{\pi}{2}$$

$$\int dx\,dx' \sin\varphi(x)\sin\varphi(x')\varphi'(x')\delta(x-x') = \int dx \sin^2\varphi(x)\frac{\partial\varphi}{\partial x} = \int \frac{d\varphi}{2}(1-\cos 2\varphi) = \pi/2$$

$$f_1 - \Gamma_{ss}(x) = -\frac{2}{L}\int \frac{dx\,dx'}{w}\cos\varphi(x)\cos\varphi(x')\varphi'(x)\ln\left[\frac{\Delta x^2}{\Delta x^2+L^2}\right] +$$

$$+ \frac{4}{L}\int \frac{dx\,dx'}{w}\sin\varphi(x)\sin\varphi(x')\varphi'(x')\left[K_0\left(x\sqrt{\Delta x^2+L^2}\right) - K_0(x|\Delta x|)\right].$$

$\cos\varphi = \frac{1}{\mathrm{ch}\,x/\delta}$, $\sin\varphi = \mathrm{th}\,\frac{x}{\delta}$, $\varphi' = \frac{1}{\delta}\frac{1}{\mathrm{ch}\,x/\delta}$

$w \to$ не нужно, т.к. $\varphi' \sim \frac{1}{\delta}$. $x \to x/\delta$. $(L/\delta = \rho)$, $x \to x\delta$.

$$\to f_1 - \Gamma_{ss}(x) = \frac{2}{\rho}\int dx\,dx' \frac{1}{\mathrm{ch}^2 x}\frac{1}{\mathrm{ch}\,x'}\ln\left[\frac{\Delta x^2+\rho^2}{\Delta x^2}\right] =$$

$$= \frac{4}{\rho}\int dx \int dx' \,\mathrm{th}\,x \cdot \frac{\mathrm{th}\,x'}{\mathrm{ch}\,x'}\left[K_0(x|x-x'|) - K_0\left(x\sqrt{(x-x')^2+\rho^2}\right)\right]$$

$$\langle\varphi_0'\rangle_x = \int dx \frac{1}{\delta}\frac{1}{\mathrm{ch}\,x/\delta} = \int_{-\infty}^{\infty}\frac{dz}{\mathrm{ch}\,z} = \pi, \qquad \frac{\omega^2(x)}{\omega_M^2} = \frac{1}{4\pi^2}\left[f_1 - \Gamma_{ss}(x)\right]$$

MathCad „SW-Neel_DW-Alies" не умеет интегрировать $\ln(\dots)$.

$$g_{xx}(xx') = G_{xx}(xx', x=0) = -4\pi\delta(x-x') - \frac{2}{\rho}\ln\left(\frac{\Delta x^2}{\Delta x^2+\rho^2}\right)$$

$$G_{xx}(xx', x=0) = \int \frac{dk_x}{2\pi} G_{xx}(k_x, 0) = -2\int dk\, f(kL)\cos k(x-x')$$

$$\tilde{f}_1 = \frac{2}{\rho}\int \frac{dx}{\mathrm{ch}^2 x}\frac{dx'}{\mathrm{ch}\,x'}\ln\left[\frac{\Delta x^2+\rho^2}{\Delta x^2}\right] = \left(\frac{2}{\rho}\right)\int \frac{dx}{\mathrm{ch}^2 x}\frac{dx'}{\mathrm{ch}\,x'}\left[G_{xx}(xx', x=0) + 4\pi\delta(x-x')\right] =$$

$$= \int \frac{dx}{\mathrm{ch}^2 x}\frac{dx'}{\mathrm{ch}\,x'}(-2)\int_{-\infty}^{\infty} dk\, f(kL)\cos kx\cdot\cos kx' + 4\pi\int \frac{dx}{\mathrm{ch}^3 x} = (-2)\int dk f(k\rho)\int_{-\infty}^{\infty}\frac{dx}{\mathrm{ch}^2 x}\cos kx \cdot$$

$$\cdot \int_{-\infty}^{\infty}\frac{dx'}{\mathrm{ch}\,x'}\cos kx' + (\dots) = (-2)\int dk f \cdot 2\cdot\frac{\pi k}{2\,\mathrm{sh}(\pi/2 k)}\cdot 2\cdot\frac{\pi}{2}\frac{1}{\mathrm{ch}(\pi k/2)} + (\dots) =$$

$$= -4\pi^2\int dk f(k\rho)\frac{k}{\mathrm{sh}(\pi k)} + 4\pi\int \frac{dx}{\mathrm{ch}^3 x} = 2\pi^2 - 4\pi^2\int_{-\infty}^{\infty} dk\, f(k\rho)\frac{k}{\mathrm{sh}(\pi k)}$$

$x_n = k_y^n\delta = (2n-1)\frac{\pi}{2}\frac{\delta}{R}$, $\delta/R \approx \frac{100\,nm}{500\,nm} \approx 0.2$, $(k_y\delta) \approx (2n-1)\cdot 0.3$

$\frac{\omega(0)}{\omega_M} = 0.104$ и/или $\rho = 0.1$, т.е. $\omega(0)/2\pi \approx 3\,GHz$ — разумно

(28/III) ~~Отчет MICINN-NSF~~: закончен standard form за 2010 и послан от Arantxa to Amelia (Vicerrectorado), которая сообщила (OE) об работе в MICINN. Отчет MICINN-Оксана: сделали с Arantxa on-line subm. to MICINN-Site и написали to Arantza Ibabe (Vicerrectorado) 73/292 что UPV сделал свою научную отчет — расчетная документ, и за нашими Vicerrectorado послан его в MICINN.

Обсужд. с Arantxa Simul. FMR-det-Gleb (для R=500 nm) Сделать SW-mod(?) и с Oxc. ее занять Master. Работа над D.Vortex paper - Mat.Th. Фрэзер.

(29/III) Amelia и Arantza (Vicerrectorado) подтвердили to Arantxa что обе NICINN-grants должны занять в MICINN Сам. Написание D.Vortex dyn. paper с Фрэзер. ten. Call to Фрэзер: он сообщил. Simul. работа · стр 11 Оксана. Написал на PDI. Определил ω_n — calc'

Escaneado con CamScanner

(30/III) Цель: с помощью $\omega^2(x=0,p)$ найдем с точностью $p = \frac{1}{R}$

Численные $p = 0{,}03 - 0{,}01$ – экстраполяция.

15

$$\omega^2(x=0) \sim (f_1 - \Gamma_{ss}(0)) = \frac{2}{p}\int dx \int dx' \frac{(1-\operatorname{th}x\cdot\operatorname{th}x')}{\operatorname{ch}^2 x \operatorname{ch}^2 x'} \ln\left[\frac{\Delta x^2+p^2}{\Delta x^2}\right]$$

$$g_{ss}(xx') = -2\int_{-\infty}^{\infty} dk\, f(|k|)\cos k(x-x') = -4\pi^2\delta(x-x') + \frac{2}{p}\ln\left[\frac{\Delta x^2+p^2}{\Delta x^2}\right]$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} dk\, f(|k|)\cos k(x-x') = -2\int_{-\infty}^{\infty} dk\left[1 - \frac{1}{|k|p}(1-e^{-|k|p})\right]\cos k(x-x') = -4\pi\delta(x-x') + 4\int_0^{\infty}\frac{dk}{k}(1-e^{-kp})\cos k(x-x')$$

$$\int_0^{\infty}\frac{dk}{k}(1-e^{-pk})\cos k(x-x') = \frac{1}{2}\ln\left[\frac{\Delta x^2+p^2}{\Delta x^2}\right] \to p\pi\delta(x-x'),\ \text{если } p\to 0$$

т.е. $\lim_{p\to 0}(f_1 - \Gamma_{ss}(0)) = 4\pi\int dx\,(1-\operatorname{sh}^2 x) = \text{const}(p) = 0$ (!)

$$F_g(p) = \int dx\int dx' F(xx')\ln\left[\frac{\Delta x^2+p^2}{\Delta x^2}\right],\quad F_g'(p) = \int dx\,dx' F\,\frac{2p}{\Delta x^2+p^2}$$

$$F_g \sim \int_{-\infty}^{\infty} dx\, F(x,x)\int_{-\infty}^{\infty} dx'\ln\left[\frac{(x-x')^2+p^2}{(x-x')^2}\right] = \int dx\, F(xx)\int d\xi\ln\left(\frac{\xi^2+p^2}{\xi^2}\right) =$$

$$= \int dx\, F(xx)\left[\xi\ln\left(\frac{\xi^2+p^2}{\xi^2}\right) + 2p\operatorname{arctg}\frac{\xi}{p}\right]_{-\infty}^{\infty} = 2p\int dx\, F(xx)\operatorname{arctg}\frac{\xi}{p}\Big|_{-\infty}^{\infty} =$$

$$= 2p\pi\int dx\, F(xx) \to \text{стремится к } f_1 - \Gamma_{ss}(0) = 4\pi\int dx\, F(x,x)$$

первый член в $f_1 - \Gamma_{ss}$ берется аналитически, второй – числ. (проверить)

$\operatorname{ch}^2 x - \operatorname{sh}^2 x = 1$, $1 - \operatorname{sh}^2 x = 1 - (\operatorname{ch}^2 x - 1) = 2 - \operatorname{ch}^2 x$

$$\int_{-\infty}^{\infty}\frac{dx}{\operatorname{ch}^3 x} = \frac{\pi}{2},\quad \int_{-\infty}^{\infty} dx\,\frac{1}{\operatorname{ch} x} = \pi \Rightarrow [f_1 - \Gamma_{ss}(0)] = 0 + O(p).$$

т. член $p\to 0$

Найти член $\sim p$ в $\omega^2(x=0,p)$ – gap

$$\int_0^{\infty}\frac{dk}{k}(1-e^{-pk})\cos k\Delta x = \int_0^{\infty} dk\int_0^{p} dz\, e^{-kz}\cos k\Delta x = \int_0^{p} dz\,\frac{z}{\Delta x^2+z^2}$$

$$\int_0^{\infty} dx\,\frac{\exp\left(-\beta\sqrt{\delta^2+x^2}\right)}{\sqrt{\delta^2+x^2}}\cos\alpha x = K_0\left(\beta\sqrt{\alpha^2+\beta^2}\right),\quad \frac{1}{2}\ln\left[\frac{\Delta x^2+p^2}{\Delta x^2}\right] = \int_0^{p}\frac{z\,dz}{\Delta x^2+z^2}$$

$\omega^2(x=0,p) \sim p$ и получили в аналитическом виде. 24/III.

Flexure motions (Sw) of Neel DW

(31/III) Сначала SJE для стр. сферы. С Л. в комнате для нем Tarjeta de Residencia. Л. дала карт. с NO AUTORIZADO de Trabajo – перерегистрация нужно с моей подписью (30 дней). Neel с Julian, Arantxa: RINGA coupling. Occ. – Numer. analysis-numer.

Для вычисления $\omega^2(x=0)$ надо $\int_{-\infty}^{\infty} dx\,\operatorname{th}x\sin kx = J(k)$

$$J(k) = \int_{-\infty}^{\infty} dx\,(\operatorname{th}x - 1)\sin kx + \int_{-\infty}^{\infty} dx\sin kx$$

$= 0$

Edited и дополн. Occ. report. Numer. diffr. an."

(1/IV) по методу Occ. по „Diffr. methods" – $S(q,\omega)$ дин. стр. фактор, $\varepsilon(q,\omega)$, $\chi(q,\omega)$ – RPA. обед с ней, обсудил. Сигуенсия с Arantxa и Tarjeta Res.

(2/IV) E-mails от Zelaya и Cuadrado. Hotel в Bilbao.

С Л. в Gorbea „Eroski": купили сумку обувь. В гости к красавице – вале в перед.

(3/IV) $$\tilde{\Gamma}_{ss}(0) = \frac{2}{p}\int_{-\infty}^{\infty} dx\int_{-\infty}^{\infty} dx'\,\frac{\operatorname{th}x}{\operatorname{ch}x}\cdot\operatorname{th}x'\ln\left[\frac{\Delta x^2+p^2}{\Delta x^2}\right] = \left|x'-x=\xi\right| = \frac{2}{p}\int dx\int d\xi\,\frac{\operatorname{th}x}{\operatorname{ch}x}\operatorname{th}(x+\xi)\ln\left[\frac{\xi^2+p^2}{\xi^2}\right]$$

$\operatorname{th}(x+\xi) = \operatorname{th}x + (\cdot)'\xi + \frac{1}{2}(\cdot)''\xi^2$, ξ-член не дает вклада из-за нечетности

ξ^2-член приведет к $\xi^3\ln\left(1+p^2/\xi^2\right) \overset{\text{зам}}{=} \xi^3\frac{p^2}{\xi^2} \sim |\xi|\Big|_{-\infty}^{\infty}$, т.е. к расходимости

Escaneado con CamScanner

$sh(x+y) = sh x\, ch y \pm sh y\, ch x$, $ch(x\pm y) = ch x\, ch y \pm sh x\, sh y$, $th(x+y) = \frac{th x \pm th y}{1 \pm th x\, th y}$

Martxoa

$\lambda \sim \frac{sh x\, sh x'}{\dots} = \frac{1}{\dots}\left[ch(x+x') - ch(x-x')\right]$

$\tilde{\Gamma}_{ss}(0) = \frac{2}{p}\int dx\, dx' \frac{\left[ch(x+x') - ch(x-x')\right]}{ch^2 x\, ch x'}$ $ln(\cdot) = \frac{2}{p}\int dx \int dx' \frac{th x}{ch x}\frac{(th x + th x')}{1 + th x\, th x'} ln\left[\frac{x'^2+p^2}{x'^2}\right]$

16

$th(x+x') = \frac{1}{2}th(x+x') + \frac{1}{2}th(x-x') = \frac{1}{2}\frac{th x + th x'}{1 + th x\, th x'} + \frac{1}{2}\frac{th x - th x'}{1 - th x\, th x'}$

Viernes · Ostiraila

$= \frac{1}{2}\frac{(th x + th x')(1 - th x\, th x') + (th x - th x')(1 + th x\, th x')}{1 - th^2 x\, th^2 x'}$ $= th x \frac{1 - th^2 x'}{1 - th^2 x\, th^2 x'} = \frac{th x}{ch^2 x'}\frac{1}{1 - th^2 x\, th^2 x'}$

$\tilde{\Gamma}_{ss}(0) = \frac{2}{p}\int dx \int dx' \frac{th^2 x}{ch x}\frac{1}{1 - th^2 x\, th^2 x'}\frac{1}{ch^2 x'} ln\left(\frac{x'^2+p^2}{x'^2}\right)$, $ln\left(\frac{x'^2+p^2}{x'^2}\right) \underset{p\to 0}{=} 2\pi p\,\delta(x')$

$I(a) = \int dx \frac{th^2 x}{ch x}\frac{1}{1 - th^2 x\, a^2} = \left|\begin{matrix} th x = u \\ dx/ch^2 x = du \end{matrix}\right| = \int_{-1}^{1} du \frac{u^2}{\sqrt{1-u^2}\sqrt{1-a^2u^2}} = 2\int_0^1 du \frac{u^2}{\sqrt{1-u^2}(1-a^2u^2)} =$

$= \frac{2}{a^2}\int_0^1 du \frac{a^2u^2 - 1 + 1}{\sqrt{1-u^2}(1-a^2u^2)} = \frac{2}{a^2}(-1)\int_0^1 \frac{du}{\sqrt{1-u^2}} + \frac{2}{a^2}\int_0^1 \frac{du}{\sqrt{1-u^2}(1-u^2a^2)}$

$\tilde{I}(a) = \int_0^1 \frac{du}{\sqrt{1-u^2}(1-a^2u^2)} = \left|\begin{matrix} u = \sin\theta \\ du = \cos\theta\, d\theta \end{matrix}\right| = \int_0^{\pi/2} \frac{d\theta}{(1 - a^2\sin^2\theta)} = \frac{\pi}{2}\frac{1}{\sqrt{1-a^2}}$, $|a| < 1$

$I(a) = -\frac{2}{a^2}\frac{\pi}{2} + \frac{2}{a^2}\frac{\pi}{2}\frac{1}{\sqrt{1-a^2}} = \frac{\pi}{a^2}\left[\frac{1}{\sqrt{1-a^2}} - 1\right] = \left|\begin{matrix} |a|<1 \\ a = th x \end{matrix}\right| = \pi cth^2 x\left[ch x - 1\right]$

$\tilde{\Gamma}_{ss}(0) = \frac{2}{p}\int dx\, \pi cth^2 x\,(ch x - 1)\frac{1}{ch^2 x} ln\left(\frac{x'^2+p^2}{x'^2}\right) = \frac{2\pi}{p}\int_{-\infty}^{\infty} dx \frac{(ch x - 1)}{sh^2 x} ln\left(\frac{x'^2+p^2}{x'^2}\right)$

$ch 2x = ch^2 x + sh^2 x = 1 + 2sh^2 x$, $sh 2x = 2 sh x\, ch x$, $\frac{ch x - 1}{sh^2 x} = \frac{2sh^2 x/2}{4 sh^2\frac{x}{2} ch^2\frac{x}{2}} = \frac{1}{2}\frac{1}{ch^2\frac{x}{2}}$

$\tilde{\Gamma}_{ss}(0) = \frac{\pi}{p}\int_{-\infty}^{\infty} dx \frac{1}{ch^2\frac{x}{2}} ln\left(\frac{x'^2+p^2}{x'^2}\right)$, $\frac{1}{2}ln\left(\frac{x'^2+p^2}{x'^2}\right) = \int_0^\infty \frac{dk}{k}(1 - e^{-pk})\cos kx$

$\tilde{\Gamma}_{ss}(0) = \frac{2\pi}{p}\int_{-\infty}^{\infty} dx \frac{1}{ch^2 x/2}\int \frac{dk}{k}(1 - e^{-pk})\cos kx = \frac{4\pi}{p}\int \frac{dk}{k}(1 - e^{-pk})\int_0^\infty dx \frac{\cos kx}{ch^2 x/2} =$

$= \frac{4\pi}{p}\int \frac{dk}{k}(1 - e^{-pk})\frac{\pi}{2}\frac{k}{(\frac{1}{2})^2 sh\left(\frac{\pi}{2}\frac{k}{1/2}\right)} = \frac{8\pi^2}{p}\int_0^\infty \frac{dk}{k}(1 - e^{-pk})\frac{k}{sh(\pi k)}$

$\tilde{f}_1 = \frac{2}{p}\int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dx' \frac{1}{ch^2 x\, ch x'} ln\left(\frac{\Delta x^2 + p^2}{\Delta x^2}\right) = 2\pi^2 - \frac{8\pi^2}{p^2}\int_0^\infty dk\, f(pk)\frac{k}{sh(\pi k)}$

Grup $\left(\tilde{f}_1 - \tilde{\Gamma}_{ss}(0)\right) = \left[\tilde{f}_1 - \tilde{\Gamma}_{ss}(0)\right] = 2\pi^2 - \frac{8\pi^2}{p^2}\int_0^\infty dk \frac{k}{sh(\pi k)}\left[1 - \frac{1}{pk}(1 - e^{-pk})\right] - \frac{8\pi^2}{p^2}\int \frac{dk}{k}(1 - e^{-pk})\frac{k}{sh(\pi k)} =$

75/290

$= 8\pi^2\left[\frac{1}{4} - \int_0^\infty dk \frac{k}{sh(\pi k)}\right] = O(1)$ $\int_0^\infty dx \frac{x}{sh ax} = \frac{\pi^2}{4a^2} = \frac{1}{4}\,|a=1$

$\omega^2(x=0, p) \sim \left(\tilde{f}_1 - \tilde{\Gamma}_{ss}(0)\right) = 0\ \forall p$ — в любом приближении по $\frac{L}{R}$.

Пусть $\eta(y,t) \sim e^{i\omega t} y$ и $x = 0$ соотв. колебаниям DM as whole.

Если нет confinement potential, размер $\Pi 0x \to \infty$, то $\omega(x=0)$ Larunbata · Sábado domingo · Igandea

Выше 24/III было $\omega^2(x=0) \sim p$, но это результат конечности системы $x \in [-\delta, \delta]$

Сейчас было $x \to x/\delta$, $p = L/\delta$, но $x \in [-\infty, \infty]$. $\omega^2(x=0)$ будет конечно и (не p) если брать пределы $x \in [-1, 1]$ или $x \in [-a, a]$, $a = 2 \div 3$.

$\left[\tilde{f}_1 - \tilde{\Gamma}_{ss}(0)\right] = \frac{2}{p}\int_{-1}^{1} dx \int_{-1}^{1} dx' \frac{(1 - sh x\, sh x')}{ch^2 x\, ch x'} ln\left(\frac{\Delta x^2 + p^2}{\Delta x^2}\right) \underset{p=0}{=} \frac{2}{p}\int dx\, dx' \frac{(1 - sh x\, sh x')}{ch^2 x\, ch x'} 2\pi p\,\delta(x - x') =$

$= 4\pi \int_{-\delta}^{\delta} dx \frac{(1 - sh^2 x)}{ch^3 x} \neq 0$ при $p \to 0$ если по „x" конечные пределы $[-a, a]$.

$\omega^2(0) \sim \int_0^a dx \frac{(1 - sh^2 x)}{ch^3 x} = \int_0^a dx \left[\frac{2}{ch^3 x} - \frac{1}{ch x}\right] = \left|\int \frac{dx}{ch^3 x} = \frac{sh x}{2ch^2 x} + \frac{1}{2}\int \frac{dx}{ch x}\right| = \frac{sh a}{ch^2 a} \sim 2e^{-a}$ Astelehena · Asteartea

Semana · Aste · $a \gg 1$

Escaneado con CamScanner

Martxoa · Marzo

$\tilde{\Gamma}_{ss}(x) = \frac{4}{\rho}\int dx \int dx' \frac{\text{th}x}{\text{ch}x}\,\text{th}x' \left[K_0(x|x-x'|) - K_0(x\sqrt{(x-x')^2+\rho^2}) \right]$

Сделаем те же преобразования что и для $\tilde{\Gamma}_{ss}(0)$ выше и получим

19

$\tilde{\Gamma}_{ss}(x) = \frac{2\pi}{\rho}\int_{-\infty}^{\infty} d\xi \frac{1}{\text{ch}^2 \frac{\xi}{2}} \left[K_0(x|\xi|) - K_0\left(x\sqrt{\xi^2+\rho^2}\right) \right]$

Astelehena · Lunes

$K_0(z) = \psi_1 - \ln\frac{z}{2} + \frac{z^2}{4}\left[\psi_2 - \ln\frac{z}{2}\right]$, $|z| \ll 1$, $\psi_{1,2} = \psi(1), \psi(2)$.

Видно, что $\int d\xi$ сходится при каком радиусе. $K_0(z)$ по $|z| = x|\xi| \ll 1$

8 Интегрально: $K_0\left(x\sqrt{\xi^2+\rho^2}\right) = \int_0^\infty dk \cos k\xi \cdot \frac{\exp\left(-\rho\sqrt{x^2+k^2}\right)}{\sqrt{x^2+k^2}}$

$K_0(x|\xi|) - K_0\left(x\sqrt{\xi^2+\rho^2}\right) = \int_0^\infty dk \cos k\xi \cdot \left[\frac{1}{\sqrt{x^2+k^2}} - \frac{e^{-\rho\sqrt{x^2+k^2}}}{\sqrt{x^2+k^2}} \right]$

9 $K_0(x|\xi|) - K_0\left(x\sqrt{\xi^2+\rho^2}\right) = \int_0^\infty dk \cos k\xi \cdot \frac{\left[1 - \exp\left(-\rho\sqrt{x^2+k^2}\right)\right]}{\sqrt{x^2+k^2}}$

10 $\int_0^\infty d\xi \frac{\cos k\xi}{\text{ch}^2\frac{\xi}{2}} = 2\pi \frac{k}{\text{sh}(\pi k)} \Rightarrow \tilde{\Gamma}_{ss}(x) = 2\frac{4\pi^2}{\rho}\int_0^\infty dk \frac{\left[1 - \exp\left(-\rho\sqrt{x^2+k^2}\right)\right]}{\sqrt{x^2+k^2}} \cdot \frac{k}{\text{sh}(\pi k)}$

11 $\frac{1}{x}\left(1 - e^{-x}\right) = \frac{1}{x}\left[1 - \left(1 - x + \frac{x^2}{2} - \dots\right)\right] = 1 - \frac{x}{2}$, $x \ll 1$. $x = \rho|\vec{k}|$.

12 $\tilde{\Gamma}_{ss}(x) = 2\frac{4\pi^2}{\rho^0}\int_0^\infty dk \frac{k}{\text{sh}(\pi k)} \left[1 - \frac{1}{2}\rho\sqrt{x^2+k^2} + \dots\right] = 2\pi^2 - 4\pi^2\rho\int_0^\infty dk \frac{k}{\text{sh}(\pi k)}\sqrt{x^2+k^2}$

$\tilde{f}_1 = 2\pi^2 - 4\pi^2\rho\int_0^\infty dk \frac{k^2}{\text{sh}(\pi k)}$ при $\rho \ll 1$.

13 $\tilde{f}_1 - \tilde{\Gamma}_{ss}(x) = 4\pi^2\rho\int_0^\infty dk \frac{k}{\text{sh}(\pi k)}\left[\sqrt{k^2+x^2} - k\right]$, $\frac{\omega^2(x)}{\omega_M^2} = \rho\int_0^\infty dk \frac{k}{\text{sh}(\pi k)}\left[\sqrt{k^2+x^2} - k\right]$, $\rho \ll 1$

14 $\frac{\omega^2(x)}{\omega_M^2} = \rho F(x)$ при $\rho \ll 1$, ∞-dot in-plane. $\left[\tilde{f}_1 - \tilde{\Gamma}_{ss}(0)\right] = 2\pi\frac{\text{sh}\alpha}{\text{ch}^2\alpha}$ - gap

где $\rho \ll 1$, но in-plane dot все конечен $\frac{x}{\delta} \in [-\alpha, \alpha]$

15 $\frac{\omega^2(x)}{\omega_M^2} = \frac{1}{4\pi^2}\left[\tilde{f}_1 - \tilde{\Gamma}_{ss}(x)\right] = \frac{2}{\pi}\frac{\text{sh}\alpha}{\text{ch}^2\alpha} + \rho F(x)$, $F(0) = 0$

16 $F(x) = \int_0^\infty dk \frac{k}{\text{sh}(\pi k)}\left[\sqrt{k^2+x^2} - k\right]$, $\rho x_n = \frac{L}{\delta}(2n-1)\frac{\pi}{2}\frac{\delta}{R} = (2n-1)\frac{\pi}{2}\frac{L}{R}$

$\rho x_1 = \frac{\pi}{2}\frac{L}{R} = 1.5(0.03 - 0.067) = 0.05 - 0.1$ - не так уже и мало.

17 $\rho = L/\delta \simeq 20\,\text{мкм}/50\,\text{мкм} \sim 0.4$ не мало. $\beta = \frac{L}{R} = 0.03 - 0.067$ мало.

$\tilde{\Gamma}_{ss}(x) = \frac{8\pi^2}{\rho}\int_0^\infty dk \frac{k}{\text{sh}(\pi k)} \frac{\left[1 - e^{-\rho\sqrt{x^2+k^2}}\right]}{\sqrt{x^2+k^2}}$, $\beta = \rho\frac{\delta}{R}$.

18 $\frac{\omega^2(x)}{\omega_M^2} = \frac{1}{4\pi^2}\left[\tilde{f}_1 - \tilde{\Gamma}_{ss}(x)\right] + (\cdot) = \frac{1}{4\pi^2}\left[\tilde{\Gamma}_{ss}(0) - \tilde{\Gamma}_{ss}(x)\right] + \frac{2}{\pi}\frac{\text{sh}\alpha}{\text{ch}^2\alpha}$

19 $\frac{\omega^2(x)}{\omega_M^2} = \frac{2}{\pi}\frac{\text{sh}\alpha}{\text{ch}^2\alpha} + \frac{2}{\rho}\left[\int_0^\infty dk \frac{k}{\text{sh}(\pi k)}\left[\frac{1}{k}\left(1 - e^{-\rho k}\right) + \frac{1}{\sqrt{x^2+k^2}}\left(e^{-\rho\sqrt{x^2+k^2}} - 1\right)\right]\right]$

Вместо δ и R

78/287

$k \to k\delta$, $\rho k \to \frac{L}{\delta}(k\delta) = kL$, $dk \to \delta\,dk$, $kL \to (kR)\frac{L}{R} = \beta(kR)$

$\frac{dk}{\rho} \to \frac{d(kR)}{\beta R}\frac{\delta}{R} = \left(\frac{\delta}{R}\right)^2\frac{1}{\beta}dk$, k в ед. $1/R$.

$\tilde{\Gamma}_{ss}(x) = \left(\frac{\delta}{R}\right)^2\frac{1}{\beta}8\pi^2\int_0^\infty dk \frac{k}{\sqrt{x^2+k^2}} \frac{\left[1 - e^{+\rho\left(-\beta\sqrt{x^2+k^2}\right)}\right]}{\text{sh}\left(\pi k\frac{\delta}{R}\right)}$

При $\beta \ll 1$: $\tilde{\Gamma}_{ss}(x) = 4\pi^2\frac{L}{R}\delta^3\int_0^\infty dk \frac{k}{\text{sh}(\pi\beta k)}\left[\sqrt{k^2+x^2} - k\right] = 4\pi^2\beta\left(\frac{\delta}{R}\right)^2\int_0^\infty dk \frac{k\left[\sqrt{k^2+x^2} - k\right]}{\text{sh}(\pi k\frac{\delta}{R})}$

Сделаем ρ и $k \to k\delta$ удобнее. $x_n = (2n-1)\frac{\pi}{2}\frac{\delta}{R}$, $\omega_n = \omega(x_n)$ - спектр

12 Aste · Semana

$\beta = \rho\frac{\delta}{R}$, $\rho = \left(\frac{R}{\delta}\right)\beta$, $\beta = 0.03,\ 0.04,\ 0.05,\ 0.067$ $\alpha = \frac{x_{max}}{\delta} \simeq 5$ $\frac{R}{\delta} = 10$

Escaneado con CamScanner

mPriming: $q(0)=0$ (V), $\frac{\partial q}{\partial y}=0$ при $y \times R$ (AV) → $\varkappa_n = (2n-1)\frac{\pi}{2}\frac{\delta}{R}$ –

– согласно simul. Dielman 300 мода #2 (слабая FMR инт.)

Слабый FMR инт. с AV, мода #4 с $q(V)=0$, $q(AV)=0$ и $\varkappa_1(\#4) = \pi\frac{\delta}{R}$. Было $\varkappa_1(\#2) = \frac{\pi}{2}\frac{\delta}{R}$.

Если будет $R=500$ nm, $\delta=50$ nm, то $\varkappa_1 = 3{,}14\frac{50}{500} = 0{,}314$

Не так просто, ведь R переменно (300 или 500 nm).

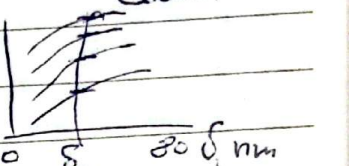
$\beta_1 = 0{,}03$, $R=500$ nm, $p = \frac{500\,nm}{\delta}0{,}03 = \frac{15\,nm}{\delta}$ $\varkappa_1 = \pi\frac{\delta}{500\,nm}$

$\beta_2 = 0{,}04$, $R=500$ nm, $p = \frac{500\,nm}{\delta}0{,}04 = \frac{20\,nm}{\delta}$ $\varkappa_1 = \pi\frac{\delta}{500\,nm}$

$\beta_3 = 0{,}05$, $R=300$ nm, $p = \frac{300\,nm}{\delta}0{,}05 = \frac{15\,nm}{\delta}$ $\varkappa_1 = \pi\frac{\delta}{300\,nm}$

$\beta_4 = 0{,}067$, $R=300$ nm, $p = \frac{300\,nm}{\delta}0{,}067 = \frac{20\,nm}{\delta}$, $\varkappa_1 = \pi\frac{\delta}{300\,nm}$

• Строим $\omega_n = \omega(\beta_n)$ as function of δ; $\omega_n(\delta)$ n – здесь номер набора (L,R). Основная мода SW с $\varkappa_1 = \pi\frac{\delta}{R}$ – strong priming.



Берем δ_0, так, чтоб оптимально $\omega_n(\delta_0) = \omega_n^{exp}$.

Получим $\delta_0 \approx 60$ nm и $\alpha = \frac{\varkappa_{max}}{\delta} \approx 10$: $\omega_n^2 = 8{,}6;\ 11{,}1;\ 17{,}7;\ 22{,}6$ – GHz^2

– это близко к $\omega_n^{exp} = \omega^{exp}(\beta_n)$, $\alpha=0$ соответ. $\omega(\varkappa=0)\approx 0$.

(4/IV) Из UPV Vicerrectorado пришли бумаги на проведение конкурса на postdoc MICINN-NSF (Arantxa единств. candidate). Звонил. Тяжкий протокол с Arantxa. Беседа с Julian о Gleb-reimburs. и Arantxa docs. Звонил Славин: он приезж. в San Seb. 30 May, а 5 June уедет в Biarritz, сделал Editing JMMM manuscript (мне – Figs добавить), Paccata над Double_V. paper – Alieu.

(5/IV) Закончил бумаги на Arantxa acceptance for postdoc и отослал с Juan Maria Blanco из Registro-Aularia. Звонил Фархад. Консалтинг и Arantxa прислали old papers by Zvezdin (1984-85) по DW oscillations. Также papers by J.F. Janak 'PR' 1964, C.H. Tsang 'JAP' 1978, Schlömann' IEEM' 1974 по flexure modes of Bloch DW (в духе Winter 'PR' 1961). Не нашел paper Шимохина (Shimokhin) – Ph. St. Sol. a '1991. Написание DW-vort. Alieu paper. с А. вникание-отдых.

Мука RTNSA: доделать программу и выбрать session chairmens.

(6/IV) SW in Neel DW (Alieu), $\omega(k_n, \beta) = F\left(\frac{\delta}{R}, \frac{L}{\delta}\right)$ и δ-DW width не сокращается $\omega_{n=1}\left(\frac{\delta}{R}, \beta\right) = F_1(\beta)$ Зависит от δ/R или δ/Δ, $k_n \sim \frac{\pi}{\Delta}$

Поэтому, чтоб воспроизвести $\omega_1^{exp} \sim \beta$ нужно $\frac{\delta}{\Delta} = d = const$ и $\omega = \omega_1(\beta)$ только. d найдем из $\omega_1(\beta \to 0) = \omega_1^{exp}$. Для main peak #4: $d = 0{,}1776$. Построил Fig. $\omega_1(\beta)$ – calc и exp. и послал to Farkhad. 79/286

(7/IV) Meet. с Arantxa: ее contract начин. с 4/IV, отпущена приезж. на RTNSA. Abstr. paper K-S. Lee 'PRL' 2011 «Edge-Soliton VC reversal» – не важно. & Aranda 'JAP' 10, интерпрет. 2-edge solitons недопонимания. Письмо с comments to H. Stoll по новому K.S. Lee 'PRL'. Звонил Фархаду: он просил объяснить $\omega(\beta)$ моды #2, где free b.c. на AV. Обсудили также the Nat. Phys. 2-Vortex DW paper, нашел и послал info об Casa de Talento to Arantxa: single room ≥ 400 €/m., 3-room apt. ≥ 800 €/m. Обсудил Casa Talento с Олег. Посчитал $\omega_1(\beta)$ моды #2 и послал Фархаду.

Escaneado con CamScanner

$\int_0^\infty \text{th}\gamma x \cdot \sin \alpha x \, dx = \frac{\pi}{2 q \, \text{ch} \pi\alpha}$

21

Лит. обзор по SW-DW-V excitations (in Spin Valves, dots) (Raabe Book) Фонолл. SW-V. Nat. Ph. paper text и послал to Фархад

Asteazkena · Miércoles

(8/IV) Обсужд. с Arantxa тех. дел RTNSA. Arantxa получила contract на подпись. Сем. talk "Spintronics" by S. Bader in NanoGune беседа с S. Bader. Шумейка Юле. Помощь Окс. по Graphene $E(\vec{k})$ расче. Приняла initiation: лекция на V. Barrier APL, но нужно доказ. $M(t)$ для $H < 270$ Oe для $S(H)$ построения и освоить на других Ref. commands

(9/IV) С Л. и Ю. купили авт. билеты в Bilbao, to Garbera Eroski, обрат. Звонил Гл.

(10/IV) Собрали Максиму б необх. доказ. $M(t)$ образца #9, подгот. доклад "Topol. field" to NanoSpain Conf. в Bilbao. Отгрузили на виз. переезд в Bilbao

(11-13/IV) ImagineNano Conf. в Bilbao (NanoSpain). Bader, Borger, Nanogune postdoc Sustka, Баска, Back-PhD student (Co-film reversal). Встреча Mairbek Chshiev из Grenoble, приехали на сем. в SPINTEC на ~16 Sept., после Euromat'11 Conf. в Montpellier. Обсуд. V. dyn. in nanopillars с B. Dieny, послал ему расче V. mass (PRB'10) и simul. ST-Arantxa (JAP-10). Он хочет сделать excitation of vortex by ac driving field by Mathieu eq. for $\vec{X}(t)$.

(14/IV) Вернулся в S. Seb. TSN-Vortex ST paper опубликовано. Дал согласие to Julian написать ST для Nanomag. paper в new journal "Spin-Nanomag". План срочн. работ: •1) ответить Referee APEX paper и improve English т.м. •2) закончить D. Vortex-Nat. Ph. paper с Фархад., •3) подгот. changes to V. Barrier-APL •4) сделать Figs с Greenfunc. Ммм paper со Славой; •5) переехал Cola-FMR.

(15/IV) получил подарок. отзыв грант-Aragon по проекте Julian. Patxi дал ключ docs на флешку для подписи.

Workshop Nanogune: интерес. review talk by Casanova of Spin Seebeck, Spin Peltier, Spin Nernst - посл. K. Uchida, Nat. 2009, 2010 R.C. Myers

Обсуждение APEX-paper с Окс.: она внесла English-правку в исходн. версию of the paper. Распечатка files с Ю. и Л. Позвон. с Чубыкиным.

(17/IV) Закончил и послал D. Vortex-DW-Nat. Ph. paper to Фархад.

(18/IV) подготовка своего и Aiping travel-report NanoSpain '11 Bilbao. письма Максиму, Глебу, Славику. Беседа с Окс. о Casa de Talento appl. (заполнил и послал форму), ее поездке в Харьков Apr. 19-May 3 и appl. Caja Santander-Conf. Corp. Dieny прислал Nanopillar MS-Vortex mass. RTNSA письма с Arantxa, обсужд. покупки printer. Встреча с Julian и Арнау.

(19/IV) Обсужд. тех. RTNSA работы с Arantxa и APEX, Master-работ с Окс. проводил Окс. В харьков (вернется 3/V). Переехали с Casa de Talento с Julia, Ivanjo, Л. в Sap Lugarito, с Л. в Miramar.

(20/IV) С Л. в Garbera-Eroski. Закупка прод. на пасху и 25/IV, купил сока со стевией на террасу и матрац (80€) Антонио.

Визит с Л., А.Ю. в "Casa de Talento" (99€): видели 2-bed, 1-bed apts., studies (~30m²) и habitaciones (~25m²) - 450 €.

(21/IV) Editing Vortex-APEX paper, подгот. ответ to Referee и letter-Ed. Расчет $W_{int}(\vec{X}_1, \vec{X}_2)$ в pole-free model, сравн. с rigid v. model — Сим. конф. краев. вопрос (в конце) За 2003 г.

12 Asteazkena · Semana

Escaneado con CamScanner

(22/IV) M. interaction of two dots $W_{int} = \frac{1}{2} M_s^2 C_1 C_2 I(d)$, $d = \frac{D}{R}$.

Denom: pole-free, model $I(d) \to I_{pf} = 4\int dss \int ds's' F(ss')$, где $s = \frac{z}{R}$.

model $I(d) \Rightarrow I_{2V} = F(1,1)$. $F(s,s') = \int_0^\beta dz\, dz' \int_0^{2\pi} d\varphi\, d\varphi' \frac{(\vec{S}_1\cdot\hat{\varphi})(\vec{S}_2\cdot\hat{\varphi}')}{\sqrt{(z-z')^2 + (\vec{s}-\vec{s}'-\vec{d})^2}}$

Note: сильно модели 2, 1, V. $\Leftrightarrow$ pole free.

не имеет симметрии $W_{int}(\vec{S}_1, \vec{S}_2)$, имеет p.f. содержит ген. $\int dss\, ds's'$.

$$J(\beta) = \int_0^\beta dz\, dz' \frac{1}{\sqrt{\beta^2 + (z-z')^2}} = 2\beta \int_0^\infty \frac{dk}{k} f(\beta k) J_0(k|\beta|) = 2|\beta| \left[\frac{\beta}{|\beta|} \operatorname{Arsinh} \frac{\beta}{|\beta|} + 1 - \sqrt{1+\beta^2/\beta^2} \right]$$

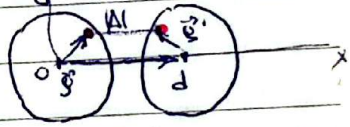
$J(\beta) \approx \frac{\beta^2}{|\beta|}$ при $\beta \ll 1$. $F(s,s') = \beta^2 \int_0^{2\pi} d\varphi\, d\varphi' \frac{(\vec{S}_1\cdot\hat{\varphi})(\vec{S}_2\cdot\hat{\varphi}')}{|\vec{s}-\vec{s}'-\vec{d}|}$, хорошо $\forall \vec{s}, \vec{s}'$, кроме $\vec{s} = \vec{s}' + d\hat{x}$ - dot touching, $d \geq 2$.

$(\vec{S}_1\hat{\varphi}) = -S_{x1}\sin\varphi + S_{y1}\cos\varphi$.

$\to \Delta^2 = (\vec{s}-\vec{s}'-d\hat{x})^2 = s^2 + s'^2 - 2ss'\cos(\varphi-\varphi') + 2d(s\cos\varphi' - s\cos\varphi) + d^2$

$(\vec{S}_1\hat{\varphi})(\vec{S}_2\hat{\varphi}') = S_{x1}S_{x2}\sin\varphi\sin\varphi' + S_{y1}S_{y2}\cos\varphi\cos\varphi'$ + (пр. не дописано внизу)

Def. $F_s(ss') = \beta^2 \int d\varphi\, d\varphi' \frac{\sin\varphi\sin\varphi'}{|\vec{s}-\vec{s}'-\vec{d}|} S_{1x}S_{2x}$ и $F_c(ss') = \beta^2 \int d\varphi\, d\varphi' \frac{\cos\varphi\cos\varphi'}{|\vec{s}-\vec{s}'-\vec{d}|} S_{y1}S_{y2}$



– это асимпт. разложение при $\beta \ll |\vec{s}-\vec{s}'-\vec{d}|$.

$\vec{S}_1, \vec{S}_2$ в лок. системах xy? с центрами в центрах dots.

$$J(\beta) = \int_0^\beta dz\, dz' \frac{1}{\sqrt{\beta^2 + (z-z')^2}} = 2\beta \operatorname{Arsinh} \frac{\beta}{|\beta|} + 2|\beta| - 2\sqrt{\beta^2+\beta^2}, \quad |\beta| = |\Delta|$$

$$\frac{W_{int}^{p.f.}(d)}{W_{int}^{2V}(d)} = \frac{I_{pf}(d)}{I_{2V}(d)} = \frac{1}{F(1,1,d)} \quad 4\int dss\, ds's' F(s,s',d), \quad F(ss'd) = \int d\varphi d\varphi' S_1^\varphi S_2^{\varphi'} J(\Delta).$$

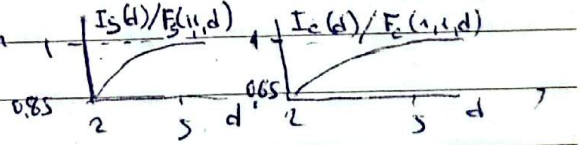
(23/IV)

$$W_{int}^{2V} = \frac{1}{2} M_s^2 C_1 C_2 \left[\int dz\, dz' \int d\varphi\, d\varphi' \frac{\sin\varphi\sin\varphi'}{|\vec{r}-\vec{r}'|} \cdot (S_{x1}S_{x2}) + \int dz\, dz' \int d\varphi\, d\varphi' \frac{\cos\varphi\cos\varphi'}{|\vec{r}-\vec{r}'|} (S_{y1}S_{y2}) \right]$$

$s = \frac{z}{R}$

$$W_{int}^{p.f.} = \frac{1}{2} M_s^2 C_1 C_2 \cdot 4 \int dss\, ds's' \left[\int dz\, dz' \int d\varphi\, d\varphi' \frac{\sin\varphi\sin\varphi'}{|\vec{r}-\vec{r}'|} (S_{x1}S_{x2}) + \int dz\, dz' \int d\varphi\, d\varphi' \frac{\cos\varphi\cos\varphi'}{|\vec{r}-\vec{r}'|} (S_{y1}S_{y2}) \right]$$

Math Cad „Vortex - Interdot - Coupl-1.mcd" бойдан



$I_{s,c}(d) = 4\int dss\, ds's'\, F_{s,c}(s,s',d)$

т.е. где $d \gg 1$ $W_{int}^{pf} \approx W_{int}^{2V}$. Это противоречит приближению dipolar-limit?

$W_{int} = \frac{\vec{\mu}_1\vec{\mu}_2}{d^3} - \frac{3}{d^5}(\vec{\mu}_1\vec{d})(\vec{\mu}_2\vec{d})$ с $\vec{\mu}_j = M_s V \langle \vec{m}_j \rangle = M_s V (-1)^j C_j \hat{z} \times \vec{S}_j$, где

$W_{int}(d \gg 1) \sim \xi^2$ и $W_{int}^{pf} \simeq (2/3)^2 W_{int}^{2V} \simeq 0{,}44 W_{int}^{2V}$, $\left(\frac{2}{3}\right)^2 = \frac{4}{9} = 1/2{,}25$.

81/284

Isolated dot ($S_1 = S_2$, $d = 0$) $\frac{W_{int}^{pf}}{W_{int}^{2V}} = \frac{\chi_{pf}}{\chi_{2V}} \approx \xi^2 \approx 0{,}44 = \frac{\omega_0^{pf}}{\omega_0^{2V}}$ при $\beta \ll 1$

Берем W_{int} в Вике, допускаем $d = 0$, т.е. отклонение от $\beta \ll 1$

Для $d = 0$, $S_1 = S_2$ $F(ss') = \int d\varphi\, d\varphi' \left[S_x^2 \sin\varphi\sin\varphi' + S_y^2 \cos\varphi\cos\varphi' \right] \cdot 2\beta \int_0^\infty \frac{dk}{k} f(\beta k) I_c(k\Delta) =$ разложение в $J(\Delta)$

$= |\vec{\Delta} = \vec{s} - \vec{s}'| = 2\beta \int \frac{dk}{k} \int d\varphi\, d\varphi' [\dots] \sum e^{i\mu(\varphi-\varphi')} J_\mu(ks) J_\mu(ks') =$

$= 2\beta \int \frac{dk}{k} \sum_\mu J_\mu J_\mu(1) \left[S_x^2 \left| \int d\varphi e^{i\mu\varphi} \sin\varphi \right|^2 + S_y^2 \left| \int d\varphi e^{i\mu\varphi} \cos\varphi \right|^2 \right] = \left| \int_0^{2\pi} d\varphi e^{i\mu\varphi} \sin\varphi \right|^2 = \pi^2 (\delta_{\mu,1} + \delta_{\mu,-1})$

Escaneado con CamScanner

$d=0$

$F(ss';d=0) = 4\beta s^2\pi^2 \int \frac{dk}{k} f(\beta k) J_1(ks) J_1(ks')$, $I_{zv} = F(1,1)$

$I_{zv} = 4\beta s^2\pi^2 \int \frac{dk}{k} f(\beta k) J_1^2(k)$, $I_{pf} = 4\int ds\,s\,ds'\,s' F(s,s')$

$= 16\pi^2\beta s^2 \int \frac{dk}{k} f(\beta k) \left[\int ds\,s\,J_1(ks)\right]^2 = 16\pi^2\beta s^2 F_1^V(\beta)$, $W_m^{pf} = 8\pi^2\beta F_1^V(\beta) s^2$

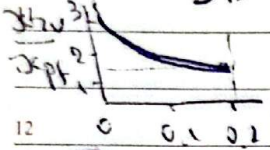
$I_{zv} = 4\beta s^2\pi^2 F_1(\beta)$. $W_m^{zv} = \frac{1}{2} M_s^2 I_{zv} = 2\beta s^2\pi^2 F_1(\beta) M_s^2$

$\frac{1}{M_s^2 V} W_m^{zv} = 2\pi F_1(\beta) s^2$, $\frac{1}{M_s^2 V} W_m^{pf} = 8\pi F_1^V(\beta) s^2 = \frac{1}{2} x_{pf} s^2$ – верно при $\beta \ll 1$

$\frac{\omega_0^{pf}}{\omega_c^{zv}} = \frac{x_{pf}}{x_{zv}} = \frac{16\pi F_1^V(\beta)}{4\pi F_1(\beta)} = 4\frac{F_1^V(\beta)}{F_1(\beta)}$, $F_1(\beta) = \int \frac{dk}{k} f(\beta k) J_1^2(k)$.

Если $d \geq 2$, то $J(\Delta) \cong \frac{\beta^2}{\Delta}$ разложение допустимо. $4\pi F_1(\beta) \approx 2\beta\left[\ln\frac{2}{\beta} - \frac{1}{2}\right]$

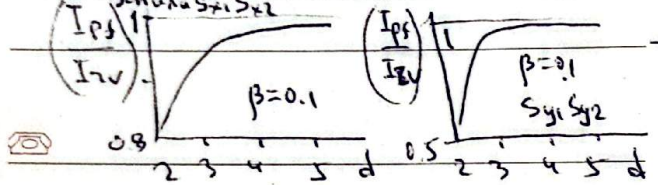
$\frac{x_{pf}}{x_{zv}} = \frac{s_{pf}^2}{y_{pf}} \left(\frac{s_{zv}^2}{y_{zv}}\right)^{-1} = \left(\frac{2}{3}\right)^2 \frac{y_{zv}}{y_{pf}} = \left(\frac{2}{3}\right)^2 \frac{10\beta}{2\beta\left[\ln\frac{2}{\beta} - \frac{1}{2}\right]} = \frac{20}{9}\frac{1}{\left[\ln\frac{2}{\beta} - \frac{1}{2}\right]} = O(\beta)$



$\frac{x_{zv}}{x_{pf}} = 3$ $\beta \to 0$ и $\frac{x_{zv}}{x_{pf}} \approx 1.5$, $\beta = 0.2$, $\frac{x_{zv}}{x_{pf}} = 1.75$ при $\beta = 0.1$

Для интересных β от 0.01 до 0.2 $\frac{x_{zv}}{x_{pf}}$ падает от 2.78 до 1.44.

В теор Jung' APL' 2010 $\beta = 1/24$, так что $\omega_0^{zv}/\omega_c^{pf} = 2.14$.



– "Vortex - Interdot - Coupl - 1. mcd"

При $d=2$, $\beta=0.1$ $\frac{I_{pf}}{I_{zv}} = 0.819$ $(S_{+1}S_{+2})$, $\frac{I_{pf}}{I_{zv}} = 0.54$ $(S_{-1}S_{-2})$

$d=2.1$, $\beta=0.1$, $\frac{I_{pf}}{I_{zv}} = 0.855$, $\frac{I_{pf}}{I_{zv}} = 0.657$

Для параметров Jung' APL' 10: $\beta = \frac{1}{24}$, $d=2.1$ получим

$\frac{I_{pf}}{I_{zv}} = 0.854$ $(S_{+1}S_{+2})$ и $\frac{I_{pf}}{I_{zv}} = 0.650$ $(S_{-1}S_{-2})$, что совпадает с $\beta \ll \Delta$ приближением $J(\Delta) \approx$

$W_{int}(\vec{S}_1, \vec{S}_2) = \frac{1}{2} M_s^2 C_1 C_2 \left[I_s(S_{x1}S_{x2}) + I_c(S_{y1}S_{y2})\right]$, где $\vec{S}_i$, $\vec{r}_i$ в ед-ях R.

$W = \frac{1}{2} x_1 S_1^2 + \frac{1}{2} x_2 S_2^2 + C_1 C_2 \left[\gamma_x(S_{x1}S_{x2}) + \gamma_y(S_{y1}S_{y2})\right]$, $x_1 = x_2 = x$.

$\frac{1}{M_s^2 V} x_{pf} = 16\pi F_1^V(\beta)$, $\frac{1}{M_s^2 V} x_{zv} = 4\pi F_1(\beta)$, $V = \pi R^2 L = \pi\beta$ в наших ед.

Нужно знать C_1C_2: $a = \frac{\gamma_x}{x}$, $b = \frac{\gamma_y}{x}$. $\gamma_x = \frac{1}{2} M_s^2 I_s$, $\gamma_y = \frac{1}{2} M_s^2 I_c$.

$\frac{1}{M_s^2 V}\gamma_x = \frac{1}{2}\frac{i}{\pi\beta} I_s$, $\frac{1}{M_s^2 V}\gamma_y = \frac{1}{2\pi\beta} I_c$. $a = \frac{I_s}{2\pi\beta}\frac{1}{x}$, $b = \frac{I_c}{2\pi\beta}\frac{1}{x}$

I_s, I_c – зависят от модели: r.v. или p. free.

R.V.: $a_{zv} = \frac{1}{2\pi\beta}\frac{I_s^{zv}}{x_{zv}} = \frac{1}{2\pi\beta}\frac{F_s(1,1)}{4\pi F_1(\beta)}$, $b_{zv} = \frac{1}{2\pi\beta}\frac{F_c(1,1)}{4\pi F_1(\beta)}$

Pole-free (p-f.): $a_{pf} = \frac{1}{2\pi\beta}\frac{I_s^{pf}}{x_{pf}}$, $b_{pf} = \frac{1}{2\pi\beta}\frac{I_c^{pf}}{x_{pf}}$, $I_{sc}^{pf} = 4\int ds\,ds'\,F_{sc}$

$\frac{1}{\gamma_{pf}} = 9 \cdot 4\pi F_1^V(\beta) \approx 10\beta$, $\omega_c = \frac{1}{2}\gamma M_s \frac{s^2}{x} = x/G$, $x_{pf} = \frac{1}{2}\gamma M_s \frac{s^2}{x} G$

$\frac{1}{M_s^2 V} x_{pf} = 16\pi F_1^V(\beta) = 4 \cdot 4\pi F_1^V = 4 \cdot \frac{10}{9}\beta$, $\omega_0^{pf} = \frac{1}{2}\gamma M_s \left(\frac{2}{3}\right)^2 \cdot 10\beta = \frac{20}{9}\beta \cdot \gamma M_s$

Escaneado con CamScanner

$\frac{1}{M_s^2 V} \chi_{zz} = 4\pi F_1(\beta) = 2\beta\left[\ln\frac{8}{\beta} - \frac{1}{2}\right]$

$F_s = \beta^2 \int d\varphi d\varphi' \frac{\sin\varphi \sin\varphi'}{|\vec{s}-\vec{s}'|^3}$ Martxoa

$F_c(ss') = \beta^2 \int d\varphi d\varphi' \frac{\cos\varphi\cos\varphi'}{|\vec{s}-\vec{s}'|^3}$

26

Профессор, которому я, в целом, не очень доверяю, но как particular model fitter он хорош. Это не значит, что a, b в r.v. и p.d. models близки к a_{pf} и $b_{rv} \approx 0.7 b_{pf}$ для типичных $d = 2\ln\beta = 0.05$

Schena

(24/IV) Переделывал APEX paper, ответ рецензенту и re-submitted it

(25/IV) Построение $w(k^2)$ plots для JMMM paper with Slavin.

(26/IV) С Л. в Miramar и downtown. Meet с Arantxa по RTNSA. Написал 12 e-mail запросов на Session Chairs RTNSA.

(27/IV) Сдал $w(k^2)$ - численно (JMMM deadline - May 2). E-mails to C. Baraduc, Olatz, Arantxa, Oxc., Slavkin.

$h = \frac{H}{M_s}$, $h = 1$ in-plane, т.е. $h \geq 4\pi N_{zz}$ для $\vec{H}$ perp. to plane.

$\alpha k^2 = \frac{2A}{M_s^2} k^2 = L_e^2 k^2$. $k \to x = kw$, w - width of rect. elem., $A = \frac{1}{2} d M_s^2$.

$dk^2 = \frac{L_e^2}{w^2} x^2$. $kL = kw \cdot \frac{L}{w} = px$, $p = \frac{L}{w}$ $u = \frac{l}{w}$, l - размер ||ору.

$N_{dd} = -G_{dd}(0)$. $N_{xx} = -4p \ln\frac{p}{2u}$, $N_{yy} = -\frac{4p}{u}\ln\frac{p}{2}$ и $N_{zz} = 4\pi - N_{xx} - N_{yy}$

Сперва $w(x_x, x_y)$, $x_d = k_d w$. $G_{d\beta}(\vec{x}) \sim \left(\frac{x_d x_\beta}{x^2}\right) f(xp)$

$w(\vec{x})$ зависит от параметров h, $\left(\frac{L_e}{w}\right)^2$, p, u.

Для infinite stripe $L \to \infty$: $N_{xx} = 2p(3 - 2\ln p)$, $N_{zz} = 4\pi - N_{xx}$.

Берем $w = 1\,\mu m$, тогда $kw = 1$ соответ. $k = \frac{1}{1\,\mu m} = \frac{1}{10^{-4}\,cm} = 10^4\,cm^{-1}$

интересен спектр $x = kw$ от ≈ 0 до $x = 100$ ($10^6\,cm^{-1}$) или $x \sim 10$.

если $k_x = \frac{m\pi}{w}$, $k_y = \frac{n\pi}{w}$, то $(x_x)_{min} = \pi$, $(x_y)_{min} = \pi$.

Берем x_x, x_y от 1 до 100 (?)

Exch. вклад ламел и доминирует при $x \geq 30$, $k \geq \frac{30}{1\,\mu m} = 3 \cdot 10^5\,cm^{-1}$.

(28/IV) С Л. на пляже "La Concha" и "Sidi", FNAC. Купил 2 флэшки по 8 GB.
Revised Rectan. Green func - JMMM paper и послал ее Славику.

(29/IV) Сделал до отъезда в Trento, May 8:

- 1) послать reminder to Vogt - Hillebrands о RRB;
- 2) прогнать Double-Horse MS с Тарасом;
- 3) ~~re-submit JMMM-paper Славику~~;
- 4) Order. Referee и receibm. V.Barrier - APL
- 5) переслать € на travel SAIOTEK;
- 6) ~~послат. V.Barrier talk for Trento~~
- 7) ~~Послат. docs для Spanish Tax-return~~;
- 8) Finalize RTNSA program.
- 9) Подать reports по MICINN грантам.

85/280

(30/IV) Взял cash в Barcelona - € 130.00. Вернулся домой.

(1/V) С Л. и А. поехали пути на Igeldo. Draft - Response to APL V.Barrier referee.

29/IV Amelia прислала запросы на Justificación de Gastos по обеим MICINN проектам с 0 € gastos за Jan.-March '2011, сроочно (Hierrezuelo). Ранее отправляла запросы на отчеты по MICINN-projects. Все надо было подтвердить до 31/III. Это показали 3 имен. подписей на принтере, что я и сделал. Теперь 0 € расходов за I кв. 2011, это на сегодня.

Semana • Aste 13

Escaneado con CamScanner

(13/VI) Julian предложил стать Guest Edit. special issue – Quant. Mag.

$\gamma_s + \Delta' = \gamma_s + x\Delta$, $x = \Delta'/\Delta$

$\gamma_s - \Delta^{-1} = \gamma_s + x\Delta$, $x = -\Delta^{-1}/\Delta$

(16/VI) Topol. charge, vorticity, gyrovector.

Kosevich '90: mapping invariant $Q = \frac{1}{8\pi}\int d^2\vec{\rho}\ \vec{m}\cdot\left(\frac{\partial\vec{m}}{\partial x_\alpha}\times\frac{\partial\vec{m}}{\partial x_\beta}\right)$

$Q = \frac{1}{4\pi}\int d\theta d\varphi \sin\theta$ или $Q = \frac{1}{\pi}\int \frac{d^2\vec{\rho}}{[1+|w|^2]^2}\left(\frac{\partial w}{\partial z}\frac{\partial \bar{w}}{\partial \bar{z}} - \frac{\partial w}{\partial \bar{z}}\frac{\partial \bar{w}}{\partial z}\right)$

$w(z\bar{z}) = \operatorname{tg}\frac{\theta(xy)}{2} e^{i\varphi(xy)}$

1) vortex $w(z) = \frac{i}{c}z$ внутри core $|z|<c$. $\frac{\partial w}{\partial z} = \frac{i}{c}$, $\frac{\partial}{\partial\bar{z}}\bar{w} = \frac{\partial}{\partial\bar{z}}\left(-\frac{i}{c}\bar{z}\right) = -\frac{i}{c}$

$Q = \frac{1}{\pi}\int \frac{d^2\vec{\rho}}{\left[1+\frac{|z|^2}{c^2}\right]^2}\left[\frac{i}{c}\cdot\left(-\frac{i}{c}\right)\right] = \frac{1}{\pi c^2}\int \frac{d^2\vec{\rho}}{\left[1+\frac{\rho^2}{c^2}\right]^2} = \frac{1}{\pi c^2}\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^c d\rho\,\rho\,\frac{1}{\left[1+\frac{\rho^2}{c^2}\right]^2} =$

$= \int_0^1 dx\,\frac{1}{(1+x)^2} = \left|\frac{\rho^2}{c^2} = x\right| = -\frac{1}{(1+x)}\Big|_0^1 = \left[-\frac{1}{2}+1\right] = 1/2$ (v.core half soliton)

2) anti-vortex $w(z) = i\frac{a}{\bar{z}}$, $m_x + im_y = \frac{2w}{1+|w|^2} = 1\,\frac{ia/\bar{z}}{1+a^2/|z|^2} = 2ia\,\frac{\bar{z}}{a^2+|z|^2}$

$m_x + im_y = \frac{2a}{a^2+|z|^2}(ix+y)$, $\left.\begin{aligned} m_x &= f(\rho)\sin\varphi \\ m_y &= f(\rho)\cos\varphi \end{aligned}\right\}$, $f(\rho) = \frac{2a\rho}{a^2+\rho^2}$, $m_z = \frac{\rho^2-a^2}{\rho^2+a^2}$, $\rho \le a$.

$\frac{\partial w}{\partial z} = ia\frac{(-1)}{z^2}$, $\frac{\partial\bar{w}}{\partial\bar{z}} = -ia\frac{(-1)}{\bar{z}^2}$. $Q = \frac{1}{\pi}\int d^2\vec{\rho}\,\frac{1}{\left[1+\frac{a^2}{|z|^2}\right]^2}\left[\frac{a^2}{|z|^4}\right] =$

$= \frac{a^2}{\pi}\int d^2\vec{\rho}\,\frac{1}{(a^2+|z|^2)^2} > 0$, sign-?.

Larunbata · Sábado — Domingo · Igandea

~~ISOE org. взнос CEMAC до July 12 (Braga).~~

90.275 — 91/274

Дан Окс. скопировал и прочитал Усов 'ФММ '94, 1-2 гл. Мелков book. А также ссылки на Kosevich '90, Papanicolaou '1991, Komineas '96, Tatara 'Phys. Rep. 2008. Разбор с ней диплома Белановского (Звездин) по антифр. oscillators. Звездин прислал copy of his Orsay presentation. Обсуждение Окс. основ vortex dynamics, TWA, IVA и выкладка eq. Thiele.

(17/VI) Подгот. доклада по тонок. пленке. Семинар под. группы „Spin dyn." 1) Окс. работает Radial SW + сравнивает с BLS эксп., Vogt-Hillebrands, 2) Аранбуа! цепочка reaction. diffs – Blf/Zivieri – IEEE TM '2011. Звезда с И. Погорел. Toroidal moment – M.A. Sokolov. RTNSA – papers database update. Плит-н, Окс.

Escaneado con CamScanner

Apirila · Abril Oct. 18, 2011

10

Astearlea · Martes

План б/ниж. работы (см. 14/III 2011 г.):

1) Nanotubes DW papers с Ai Ping — subm MPD DW-nanotubes to JMMM Jan. 10, 2012
2) MPD of F/N/F nanopillar с Oxc. и Arantxa — subm Nov. 10, 2011
3) Colu-FMR paper for RTNSA Proceed. — JNN — subm JNN, Dec 3/
4) FMR-pinning paper с Гиеб Arantxa — subm. PRB 7/III 12 г.
5) Nonlin. Vortex ST dyn., damping, noise — Oxc., Rafa.
6) Winter's magnons — теор paper — Gus
7) Power $\chi(\omega)$ для Vortex rad. SW с Mumax — расч. Arantxa — mochar Mercedes 2/I
8) Синхронизац., ph. lock. 2-vortex dots (Otis, Zbigniew) de Loubens
9) VC switch. vs. time in $H_\perp$ и different h_ω pulses (de Loubens)
10) Измерения и 2D arrays Vortex dots — Gyrowaves — Oxc.
11) Vortex TM in circ., square dot pairs in 2-vortex approx. с Oxc.
12) Review papers Lin-JAP, Skirdaw-SPIN, Wang-APL, Im-Nature C., APL-Kim

Орг. вопросы:

1) Собрать RTNSA papers и послать их to JNN Editor — subm. 9/XI
2) Hotels и conf. fee в Тенерифе, TNT и Paris — ST Workshop. — tickets — go 30/X
3) New PhD students и postdocs (Верба, Серантес, Дадоянова, Ким-Кюнг, Ди-орио)
4) Conf. 2012: февраль Feb., Гамбург - Apr., Kaisersl. Aug., Palermo-S
5) Kb./gom, памятка в San Seb., конверт. $ → €.
6) Nagera gok. - об на. Res. Tarjetas renewal и Antoni's passport. Vidal
7) Ikerbasque appl. для Славика — subm. 30/X 11 г. — Отказ 13/XII 11 г.
8) Сальдо и планир. расходов NSF. Славик и MICINN-Oxc. грант
9) Registr. PhD для Oxc. и ихом работ с ней
10) Travel Port. grant и SAIOTEK correspondence и справочка Антона - отч
11) Update publ. list and citations — оранж., записан в комп. Hillebra
12) Abstracts Reactive-FK (go 15/XI), Istambul (go 25/XI), Busan, Parma
13) Запросить (Vida Laboral) и продлить кварт. Tent contract на 1 год
14) Order trip to TNT 12 — Тенерифе, Abs. to CV и database Ikerb. — справка Ант. много

100/265

15 Aste · Semana

Escaneado con CamScanner

(25/X) Писма до UPV-Vicerrector. info о 150 € Summer school in Mrib. Apirita 2010.
Confirm postdoc stipend, подпод. док. (Окс.) M. Dvornik.
Здравни Оксана Мур. 1) Postdoc J. de la Cierva с 4 papers она
организационни 2) MEC - postdoc генерално с граници от сут. На 2011 11
(26/X) Работа над F/N/F-MPD paper с Arantxa и Окс Miércoles · Asteazkena
Гласуване invited ICMM'2012 Conf. (Mielebrands), factura SAIOTEK -
Започни travel - Uer. Correa с Окс. Финализиран сайта SAIOTEK NSF и Окс. grants
F/N/F-ST-vortex публикува в мрёе. В J. Sprink. Маг. (Julian).
Paper (27/X) Обсъжд. Refs с Окс. по F/N/F. Update CV - Mag. group UPV/EHU и
нанис. Ikerbasque Fellow. application give Slavin Купил билети в Тенерифе
Окс. - 10:20AM себе и Л.
(28/X) Lit. search F/N/F, meeting с Arantxa и Окс. - обсъжд. micromag.
simulations. Arantxe изпр. ми изпълнява ме Summary на Sandwich
и L1, L2 - Locatelli for different R (images $\vec{M}_j(\vec{r})$, $E_{SD,V}$, параметри L_j, D, R)
Окс. 10:45 AM (Грешка?)
(29-30/X) С Л. в Lisa и Matia - много ръчни-хомодинни / с Л. в Matia разход. много
и на плаж. Отпред. и submitted Ikerb. Fellow. application for Slavin.
Преразпределен Hotel Tenerife на Nov. 19-25.
(31/X) Оплатих Conf. fee Tenerife €512,32 (495+3.5%) by credit card.
Започна F/N/F - MPD paper vers. Oct. 30 by Окс. - обсъждане
exp. papers (нов. Winter, Emley, Cherepanykh - Gulb., Monton. Slika Locat. Ens)
- сут. Писмо на Горобор сдаване 200 в сут. Всичко 29-30/X. letter to Klein
обсъжд. Simulations с Arantxa. (Aaris).

Conferences - 2012:

1) ~~Honolulu - France MSNOWS Feb. 5-10, 2012~~
~~Abs. до Nov. 15, 2011 / Conf. fee 500 € до Dec.~~

2) ~~ICSM'12 - Conf. Apr. 29 - May 4 и School Apr. 24-28, 2012~~ Turkey
~~Abs. до Nov. 25, 2011 / Conf. fee до Feb. 15, 2012~~

3) ~~ICM - July 8-13, Busan, Korea, 2012 / SNU - Conf. July 15-18~~
~~Abs. до Jan. 31, 2012 / Conf. fee до...~~

4) ~~ICMM'12 - Aug. 26-29, 2012, Kaiserslautern, Germany~~
~~Abs. до June 18, 2012 / Conf. fee до July 15~~

5) JEMS'12. Sept. 9-14. 2012, Parma, Italy
~~Abs до March 31, 2012 / Conf. fee до July 9~~
"Magnonics", Sept. 3-7, 2012, Ligure, Italy. Reg. до May 15, 2012

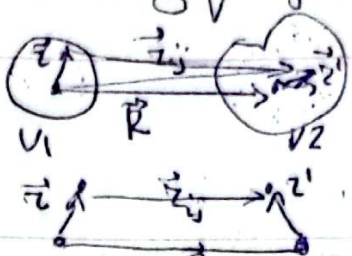
6) ~~3rd Eur. Workshop on Self-organized Nanomagnets, 2012,~~
~~April 16-20, Madrid. Abs. до Feb. 2, 2012~~

7) Int. Symposium DW dynamics" May 30 - June 1, 2012, Hamburg
Нет contributed talks и conf. fee, только invited

Winter's magnons Papyrag
Vogl-SW-rad. Окс.
ST-Dyn.-V.-F/N/F.
MPD-F/N/F Окс.
Pinning-FMR Arantxa
Nanotubes-DW Aibling
Vortex-rev.
V.dot-pair-$(\vec{m}\vec{n})=0$ Окс.
Multipole mom. Окс.

Escaneado con CamScanner

Энергия взаимодействия двух систем зарядов – мультипольное разложение:



$$U_{int} = \sum_{i\in V_1,\, j\in V_2} q_i q_j, \quad \vec{r}_{ij} = \vec{R} + \vec{r}' - \vec{r}$$

$$U_{int} = \sum_{l,l'=0}^{\infty} (-1)^{l'} \binom{2l+2l'}{2l}^{1/2} \sum_{m=-l}^{l} \sum_{m'=-l'}^{l'} (-1)^{m+m'} I^{-m-m'}_{l+l'}(\vec{R}) \times$$

$$\times Q^m_l Q^{m'}_{l'} \langle lm; l'm' | l+l', m+m' \rangle$$ коэфф. Clebsch-Gordan

$$I^{-m-m'}_{l+l'} = \left(\frac{4\pi}{2l+2l'+1}\right)^{1/2} \frac{1}{R^{l+l'+1}} Y^{-m-m'}_{l+l'}(\hat{\vec{R}})$$

$$Q^m_l = \sum_i q_i r_i^l Y^m_l(\hat{\vec{r}}_i), \quad Y^m_l$$ – сферич. гармоники.

$q_i = q(\vec{r}_i)$ – эл. заряды. У нас $\sum_i (\cdot) \to \int_V d^3\vec{r}\,(\ldots)$, $q(\vec{r}) = \operatorname{div}\vec{m}(\vec{r})$ (Surface и Div $\vec{m}$)

$$Y^m_l(\hat{\vec{r}}) = Y^m_l(\theta,\varphi) = N_{ml} P^m_l(\cos\theta) e^{im\varphi}, \quad N^2_{ml} = \frac{(2l+1)}{4\pi}\frac{(l-m)!}{(l+m)!}$$

Если есть только polar angles – $\theta = \pi/2$, $\vec{r} = \vec{s} = (s, \varphi)$. ($\vec{s}$ ⊥ $\vec{z}$)

$\cos\theta = 0$ дает нужную отборку $P^m_l(0) \neq 0$. Это предел $\beta \to 0$ (thin dots)

$$Q^m_l = \int d^3\vec{r}\, q(\vec{r})\, r^l Y^m_l(\hat{\vec{r}}) = L \int d^2\vec{s}\, q(\vec{s})\, s^l Y^m_l(\hat{\vec{s}})$$

$$Y^m_l(\hat{\vec{s}}) = N_{ml} P^m_l(0) e^{im\varphi}, \quad Q^m_l = L N P^m_l(0) \int d^2\vec{s}\, s^l q(\vec{s}) e^{im\varphi}$$

$q(\vec{s}) = \operatorname{div}\vec{m}(s)$ – содержит лишь $\cos\varphi, \sin\varphi$ ⇒ отбор н/м $\int d\varphi \begin{pmatrix}\cos m\varphi \\ \sin m\varphi\end{pmatrix} e^{im\varphi}$ оставит лишь $m = \pm 1$.

Интересны члены $l = l' = 1$ (dipolar), $l=1, l'=2$ (dip.-quadr.) и $l=2, l'=2$ (quadr.-quadr.). Они дадут осн. вклад н/м $d = \frac{D}{R} \gg 1$ (interaction distance). D – center-to-center interdot distance. Cm. Gus. PL'2001. 105/262

Первые члены из $(R \gg r)$: $\frac{1}{|\vec{R}-\vec{r}|} = \frac{1}{R} + \frac{\vec{R}\cdot\vec{r}}{R^3} + \frac{3(\vec{R}\cdot\vec{r})^2 - R^2r^2}{2R^5} + \frac{5(\vec{R}\cdot\vec{r})^3 - 3R^2r^2(\vec{R}\cdot\vec{r})}{2R^7} + \ldots$

В pole-free model $f(z) = \frac{1}{c}\left[iCz + \frac{a}{2} - \frac{\bar{a}}{2}z^2\right]$, $\vec{a} = (a_x, a_y)$

$\operatorname{div}\vec{m} = -(\hat{s}\cdot\vec{a})$, $\langle \vec{m} \rangle_V = \frac{1}{3}\vec{a}$, $\vec{a} = -2\hat{z}\times\vec{s}$, $a = a_x + i a_y$, $\vec{s} = \vec{x}/R$ 105/260

(18/04/12 изм. по $a_{x,y}$ правильн.)

Окс. Kittel – FM – MR maбы.

18/XI RTNSA papers. Получила Aranitze review on Magnonics. Multipole expansions с Окс. получила ей Abs to ICSM'12, dip-dip interaction из общей форм., quadr. moment of shifted vortex

19–25/XI Поездка с Л. на TNT'11, Tenerife, Canarian Isl: с лыжовым поездка по Tenerife, к морю и вулкану Teide. Л. и Ю. купили украшения из оливина (123+45€), фуки и фонари „Sharp" Aroma (70 €). Subm. Abs. to ICSM'12 – Vortex rev.

Larunbata · Sábado

Domingo · Igandea

Abril · Apirila

13

Viernes · Ostirala

Semana · Aste 15

Escaneado con CamScanner

(26.27/XI) RMSA papers. Разбор multipole расчетов Олега. dip-dip неидеальность, $\hat{Q}(\text{vortex dot } \vec{X}) = 0$? Расчеты и APL и Nature-Commun. vortex papers на review Олега dip-dip, Q2 see.

Apirila · Abril

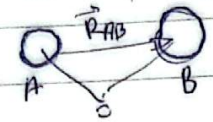
16

C. Hättig et al. Molec. Phys. 81, 813-824 (1994)!

Astelehena · Lunes

$$U_{int} = \int_{V_A} d^3\vec{r} \int_{V_B} d^3\vec{r}' \frac{\rho^A(\vec{r})\rho^B(\vec{r}')}{|\vec{r}-\vec{r}'|} = \sum_{l_1 l_2} \sum_{m_1 m_2} T^{AB}_{l_1 m_1 l_2 m_2} Q^A_{l_1 m_1} Q^B_{l_2 m_2}$$

$$Q_{lm} = \int d^3\vec{r}\, \rho(\vec{r}) R_{lm}(\vec{r}), \quad R_{lm}(\vec{r}) = \left(\frac{4\pi}{2l+1}\right)^{1/2} r^l Y^m_l(\theta,\varphi)$$

$\hat{T} = \hat{T}(\vec{R}_{AB})$ 

$\vec{R}_{AB}$ – coord. центры распред. Заряды

$\vec{r} \in V_A$ вокруг A, $\vec{r}' \in V_B$ вокруг т. B. $|\vec{R}_{AB}| \gg r, r'$

$T_{l_1 m_1 l_2 m_2}(\vec{R})$ ось. универсальными и нормализованы.

(28/XI) Расчет dip-dip interaction из общего multipole expansion (Hättig' 1994).

$$T^{ab}_{1\alpha 1\beta} = \frac{1}{R^3}\left[3 r^a_\alpha r^b_\beta + C_{\alpha\beta}\right] = \frac{1}{R^3}\left[-\frac{3}{R^2}\left(\vec{e}^{(a)}_\alpha \cdot \vec{R}\right)\left(\vec{e}^{(b)}_\beta \cdot \vec{R}\right) + \delta_{\alpha\beta}\right]$$

$\vec{R} = \vec{R}_{ab}$ соединяет центры of charge distributions A и B.

$\alpha, \beta = \pm 1, 0$ – circular indeces.

Оксана: найти ошибку в $W_{dip-dip}$ и переписать Q_{lm} dot r.-pole free в теорию

$$W^{d-d}_{int} = \sum_{m_1 m_2} T^{AB}_{1m_1 1m_2} Q^A_{1m_1} Q^B_{1m_2}$$

Проверим, что это W^{d-d}_{int} сводится к $W^{d-d}_{int} = \frac{1}{R^3}\left[\vec{\mu}_1\vec{\mu}_2 - \frac{3}{R^2}(\vec{\mu}_1\vec{R})(\vec{\mu}_2\vec{R})\right]$

$$Q^m_1 = \int d^3\vec{r}\, \rho(\vec{r}) R_{1m}(\vec{r}), \quad R_{1m}(\vec{r}) = \sqrt{\frac{4\pi}{3}}\, r Y^m_1(\theta,\varphi)$$

$\rho(\vec{r}) = \operatorname{div}\vec{m}$

$$Q^{m=+1}_1 = \int dz \int d^2\vec{\rho}\, \operatorname{div}\vec{m}(\vec{\rho}) \left(-\frac{1}{2}\right)\sqrt{\frac{3}{2\pi}} \underbrace{r\sin\theta e^{i\varphi}}_{(x+iy)} \sqrt{\frac{4\pi}{3}} = \left|\operatorname{div}\vec{m} = -(\hat{\rho}\cdot\vec{a})\right| =$$

$$= -\frac{1}{2}\sqrt{2}\int dz \int d^2\vec{\rho}\, \operatorname{div}\vec{m}(\vec{\rho})(x+iy) = +\frac{\sqrt{2}}{2} L \int d^2\vec{\rho}\, (\hat{\rho}\cdot\vec{a})(x+iy) =$$

$$= \frac{\sqrt{2}}{2} L \int_0^R d\rho\,\rho \int_0^{2\pi} d\varphi \left(a_x\cos\varphi + a_y\sin\varphi\right)\rho(\cos\varphi + i\sin\varphi) = \frac{\sqrt{2}}{2} L \int_0^R d\rho\,\rho^2 \int d\varphi \left[\begin{matrix} ia_y\sin^2\varphi + \\ + a_x\cos^2\varphi \end{matrix}\right.$$

$$= \frac{\sqrt{2}}{2} L \frac{R^3}{3}\pi(a_x + ia_y), \quad Q^{-1}_1 = -\left(Q^{+1}_1\right)^* = -\frac{\sqrt{2}}{2} L \frac{R^3}{3}\pi(a_x - ia_y)$$

$$Q_x = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(Q^{-1}_1 - Q^{+1}_1\right) = \frac{1}{\sqrt{2}}(-1)\frac{\sqrt{2}}{2} L \frac{R^3}{3}\pi \cdot 2a_x = -VR\frac{1}{3}a_x, \quad V = \pi R^2 L.$$

$$Q_y = \frac{i}{\sqrt{2}}\left(Q^{-1}_1 + Q^{+1}_1\right) = \frac{i}{\sqrt{2}}\frac{\sqrt{2}}{2} L \frac{R^3}{3}\pi 2ia_y = -VR\frac{1}{3}a_y.$$

Dur pole-free model $\langle\vec{m}\rangle_V = \frac{1}{3}\vec{a}$ и $\vec{a} = -2\hat{z} + \frac{\vec{X}}{R}$.

106/259

$Q_x = -V\langle m_x\rangle = -\mu_x$, $Q_y = -V\langle m_y\rangle = -\mu_y$. R & $Q_{x,y}$ содерж. в $\operatorname{div}\vec{m} = -\frac{1}{R}(\hat{\rho}\cdot\vec{a})$, $\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}$ в разностных eq. $\vec{Q} = -\vec{\mu}$ – dip. moment

В декарт. координатах $W^{d-d}_{int} = \sum_{\alpha\beta} T^{(12)}_{1\alpha 1\beta} Q^{(1)}_\alpha Q^{(2)}_\beta = \sum_{\alpha\beta}\frac{1}{R^3}\left[-\frac{3}{R^2}(\vec{e}^{(1)}_\alpha\cdot\vec{R})(\vec{e}^{(2)}_\beta\cdot\vec{R}) + \delta_{\alpha\beta}\right]\mu^{(1)}_\alpha\mu^{(2)}_\beta = \left|\sum_\alpha \mu^{(i)}_\alpha \vec{e}^{(i)}_\alpha = \vec{\mu}^{(i)}\right| = \frac{1}{R^3}\left[-\frac{3}{R^2}(\vec{\mu}^{(1)}\cdot\vec{R})(\vec{\mu}^{(2)}\cdot\vec{R}) + \vec{\mu}^{(1)}\vec{\mu}^{(2)}\right]$

Верно с точностью до знака.

16 Aste · Semana

– правильная формула для dip-dip interaction.

Escaneado con CamScanner

(29/XI) В Min. Extranjeros, Pio XII : Взяли анкеты для иностр. карточки резидента К.Л.А. Visa laboral не нужна, по Антону надо "справку из школы".

Семин. NanoGUNE : I. Schuller, San Diego „Exchange Bias".

power multipole moments с Окс. Q_l^m в цилиндр. pole-free model of shifted vortex. Главные при $\frac{L}{R} \ll 1$ моменты Q_1, Q_3, Q_5 и

$W_{int}(\text{dot pair}) = \frac{Q_1 Q_1}{D^3} + \frac{Q_1 Q_3}{D^5} + \frac{(Q_1 Q_5 + Q_3 Q_3)}{D^7}$ при $\beta \ll 1$, $\frac{2R}{D} \ll 1$.

D $Q \xrightarrow{D}$ Q - interdot separation. В APL'10 с Aliev сказал, что для square dot array важно quadr.-quadr. interaction $\sim \frac{Q_2 Q_2}{D^5}$.

Поэтому, сохраняется ли dip-dot. interaction $\frac{Q_1 Q_3}{D^5}$ при расчете 2D dot square array.

→ $Q_1 - Q_3$ важно для dot pair.

(30/XI) Ответ по ком. Технодза, TNT-2011.

Расходы по гранту #ACA1 (Славин): 115,00€ (Окс. для Parlenti) + 1.856,02€ (Gus' Parlenti-Kiev) + 668,00€ (Окс. Parlenti) + 849,91€ (Окс. Parl.)

Расходы по гранту #A4CB (Чубыкало): 731,42€ (Julian NANOSMAT) + 892,72€ (Julian, NANOSM)

+ 8..,.. (Julian, comp)

Рецензия JAP-paper Liu - stripes Co/FeNi magnonics.

Разбор Nature Com. (рецензия) paper by Im et al. Dz.-Moria inter. с Атаева. по помощь Антону по химии. Update RTNSA papers. "in vortex dots"

(1/XII) Восстан. password new comp. : 123456 (PDI). Рец. Nature Com. - Im paper. Прочие comput. papers by Bogdanov - Rössler.

Разговор Окс. за медиан. работу: Все еще не построена $I_{x,y}(D)$ в multipole expansion для dot pair.

Дзялошинский - Мория vortex

$E_D = D\vec{M} \cdot \mathrm{rot}\vec{M}$ - энергия (density erg/cm²) Дзял.-Мория interact.

Для centered vortex $\vec{m} = \vec{M}/M_S = (0, m_\varphi, m_z)$

$\mathrm{rot}\vec{m}$ в цил. координатах. $\mathrm{rot}\vec{m} = \vec{\nabla} \times \vec{m} = \frac{1}{\rho}\begin{vmatrix} \hat{\rho} & \rho\hat{\varphi} & \hat{z} \\ \partial/\partial\rho & \partial/\partial\varphi & \partial/\partial z \\ m_\rho & \rho m_\varphi & m_z \end{vmatrix} =$

$= \frac{1}{\rho}\left[\hat{z}\frac{\partial}{\partial\rho}(\rho m_\varphi) - \frac{\partial}{\partial\rho}(\rho m_z)\hat{\varphi}\right]$

$E_D = DM_S^2 \vec{m} \cdot \mathrm{rot}\vec{m} = DM_S^2\left[\frac{m_z}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}(\rho m_\varphi) - \frac{m_\varphi}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}(\rho m_z)\right] =$

$= DM_S^2 \frac{1}{\rho}\left[\rho m_z m_\varphi - m_\varphi m_z + \rho m_z \frac{\partial m_\varphi}{\partial\rho} - m_\varphi \frac{\partial m_z}{\partial\rho}\cdot\rho\right]$

$E_D = DM_S^2\left[m_z \frac{\partial m_\varphi}{\partial\rho} - m_\varphi \frac{\partial m_z}{\partial\rho}\right]$, если $m_\varphi = C\sin\theta$, $m_z = \rho\cos\theta$, $\theta \in [0, \frac{\pi}{2}]$

то $E_D = DM_S^2 \rho C \frac{\partial\theta}{\partial\rho} \sim D\rho C$ и определен только vortex core, где $\theta' \neq 0$

Т.е. E_D не только поверхностная энергия, но еще $\neq 0$ только внутри v. core

Вычисл. E_D на v. dot с $R = 500-1000$ нм и $R_c \sim 15-20$ нм

Semana • Aste 16

$DM_S^2 \sim 0.01$ erg/cm² → $E_D \sim 10^5$ erg/cm³ внутри v. core.

Escaneado con CamScanner

(23/XII) Обсъждане с Аленка $\chi_{zz}(\omega)$ simulations of vortex dot, $R = 100$ nm, $L = 10$ nm

April. $\chi_{zz}(\max) \propto 3H$ when $\omega \propto \omega_{10} = 10.3$ GHz - first radial SW

20

Домашна работа: general $F/N/F$ pillar field dep. dots - Dw evolution in C_0 - dots dyn. investigations

Proyectos в ramka Feb. 2012 на Nano Optics Work Package B

Madrid Университет Autónoma - Лаборатория на Mag. Nanostr. Leader

Ostrata. Vienna. Задача vortex: $q \sim \int dx\,dy\, \vec{m} \cdot \left(\frac{\partial \vec{m}}{\partial x} \times \frac{\partial \vec{m}}{\partial y}\right)$ зависит от гранични

условия (bound. conditions) $m_z(\vec{s}=\vec{x}) = \pm 1$, т.е. $q \sim \int d\theta \sin\theta\, d\varphi$.

Още vorticity $q = \frac{1}{2\pi}\int d\vec{l} \cdot \vec{\nabla}\varphi$, но когда V. core зависи нелинейно от H_z

$G_z \sim pq$ - gyrovector. Т.к. $p = \pm 1$ ясно, че $q \sim G_z$ определя

Может $m_z(\vec{s}=\vec{x}) \neq \pm 1$ при наличие $H_z \neq 0$?

Vortex core reversal in $\vec{h}_z(t)$ - detailed

(24/XII) Разбор paper Yoo-Kim · PRB' 2010 : VC reversal in H_z.

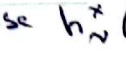
Числено установено $v_c(H_z) = v_c(0)[1 + H_z/H_c]$ Khvalkov 'APL'10

Числено $v_c(H_z) = v_c(0)\frac{R_c(H_z)}{R_c(0)}[1 + H_z/H_c]$, R_c - VCore radius

Сметка квадратично зависимост от H_z

Числено: $m_z(0) = +1$ $\forall H_z$ и класически VC reversal от $p=+1$ и $p=-1$ еквивалентни $m_z^{dip} = -1$.

(25/XII) Разбор paper Pigeau' Nat. Phys. '10 „VC control by h_z-pulses"

Linear in-plane field pulse $h_x^y(t)$ (polarized)  с „засечки" ω, t_w, h_0 амплит.

Две интерес. pulse energy $E_{min}(w)$, необходима за switching, var ръчните w-pulse length използвани eqs. от Lee' PRL'08, две circular field (!?). Може нормиру damping „d" от fitting

Забавен $\approx$ в 2 пъти?

20-25/III 2008 г. в полярни eqs. две $H_0^{cr}(\omega)$ и t_{sw} - switching field и switch. time, каквито вземи (кроме t_{sw}) в Lee' PRL'08. $H(t) = H_0 e^{\pm i\omega t}$ - circular field, „+" - CCW, „-" CW.

Решени eqs. Thiele две transient VC dynamic in $H(t)$.

Намер $Z(t)$ и $v(t) = \dot{Z}(t)$, смисъл $Z(0) = 0$ нач. условие.

$Z = X + iY$, $\dot{Z} = \dot{X} + i\dot{Y}$, $|\dot{Z}|^2 = (\dot{X})^2 + (\dot{Y})^2 = |v(t)|^2$ - instant. velocity

$p = +1$ - предполагаме, тогда $\chi_+^{(\vec{x})}(\omega) = \frac{iM}{|G|}\frac{1}{[\omega_0 - \omega(1 - i\tilde{d})]}$ linear

response характеристер.

Carrobata. Sábado Domingo. Igandea

$|v(t)|^2 = |\chi_+(\omega)|^2 H_0^2 \omega_0^2 F(t)$, $\omega_0 = \alpha/|G| > 0$, $\tau = \omega_0 t$, $\nu = \omega/\omega_0$ нормир.

$F(\tau) = \nu^2 + e^{-2d\tau} - 2\nu e^{-d\tau}\{p\cos(1-\nu)\tau - d\sin(1-\nu)\tau\}$

Max $|v(t)|^2$ съответ. max $F(\tau)$.

$\frac{dF}{d\tau} = -2de^{-2d\tau} + 2d\nu e^{-d\tau}\{\cos(1-\nu)\tau - d\sin(1-\nu)\tau\} - 2\nu e^{-d\tau}[-(1-\nu)\sin(1-\nu)\tau$

$-d(1-\nu)\cos(1-\nu)\tau] = 0$, $-2de^{-d\tau} + [2d\nu + 2\nu d(1-\nu)]\cos(1-\nu)\tau + [-2d^2\nu +$

$+2\nu(1-\nu)]\sin(1-\nu)\tau = 0$, $-2de^{-d\tau} + 2d\nu(2-\nu)\cos(1-\nu)\tau + 2\nu(1-\nu)\sin(1-\nu)\tau =$

$F'(\tau) = 0$ относ. от 24/III 08 г. Но ако $d = 0$, $\tau = \pi/(1-\nu)$, $\nu > 1$.

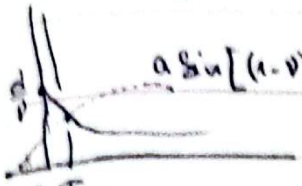
Escaneado con CamScanner

$|\chi_+(\omega)|^2 H_0^2 = |\vec{X}(\omega)|^2$, где $\vec{X}$ – вектор, ω – circular frequency

И когда $|v(t)|^2 = \omega^2 |\vec{X}(t)|^2$. Но сигнал двигающийся $\vec{X}(t)$ – вдоль оси

$\nu(1-\nu)\sin(1-\nu)\tau + d\nu(2-\nu)\cos(1-\nu)\tau = de^{-d\tau}$ $\quad (1-\nu) = a\cos\psi$, $d(2-\nu) = a\sin\psi$

$a\sin[(1-\nu)\tau + \psi] = \frac{d}{\nu} e^{-d\tau}$, $\operatorname{tg}\psi = \frac{d(2-\nu)}{(1-\nu)}$, $a^2 = (1-\nu)^2 + d^2(2-\nu)^2$



$a\sin[(1-\nu)\tau + \psi]$. Параметр малости $d/(1-\nu)$ при $\nu \approx 1$ тоже мало в Вашем.

Note при $\nu = 1$, $d = de^{-\tau_m d}$, при $d \to 0$ имеем $\tau_m = 0$.

(16/XII)

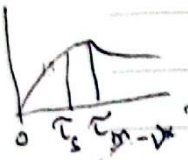
$F(\tau) = \nu^2 + e^{-2d\tau} - 2\nu e^{-d\tau}\left[\cos(1-\nu)\tau - d\sin(1-\nu)\tau\right]$, $\rho = +1$.

$|v(\tau)| = |\chi_+(\omega)| H_0 \omega_0 \sqrt{F(\tau)}$, $v(\tau)$ достиг. max при $\tau_m = \frac{\pi}{|1-\nu|}$, $d \to 0$, $\nu \to 1$. (Lee PRL'08)

$|\chi_+(\omega)| = \frac{3}{2}\frac{\gamma R}{\omega_0}\frac{1}{\sqrt{(1-\nu)^2 + d^2\nu^2}}$. Если считать ур.-е Switching $|v(\tau)| = v_{cr}$,

то ур.-е switching (*) $v_{cr} = \frac{3}{2}\gamma R H_0 \frac{\sqrt{F(\tau,\nu)}}{\sqrt{(\nu-1)^2 + d^2\nu^2}}$ определяет switching field amplitude H_0, frequency of a.f. field $\nu = \omega/\omega_0$ и switch. time $\tau = \tau_s$.

Условие применимости (*) есть $\tau_s \le \tau_m$ (если $d \to \tau_m$ не больше.) $\tau = \omega_0 t$



Pigeau Nat.Ph.'10 Считает $\tau_s = w$ – pulse length при VC switching by $h^x_{\sim}(\omega)$ – pulse

$H_0^2(\nu, \tau_s) = \left(\frac{2}{3}\frac{v_{cr}}{\gamma R}\right)^2 \frac{(\nu-1)^2 + d^2\nu^2}{F(\tau_s, \nu)}$. $H_0^c(\nu = 1, \tau_m) = \frac{2 v_{cr} d}{3 R \gamma}$ – abs. min. switch. field.

Если d невелико, то $H_0^{sw}(\nu)$ имеет min при $\tau = \text{const}$.

Pigeau'10 наз. ν из min $H_0(\nu, \tau)$ – optimal frequency $\nu^*(w)$.

подбирается m-w. energy $E \sim w H_0^2(\nu, w)$, min power $P \sim H_0^2[\nu^*(w), w]$ для switching

$\frac{d H_0^2(\nu,\tau)}{d\nu} = (\cdot)^2 \cdot \frac{1}{F^2(\tau,\nu)}\left[\left\{2(\nu-1) + 2d^2\nu\right\} F(\tau,\nu) - \left\{(\nu-1)^2 + d^2\nu^2\right\}\frac{dF(\tau,\nu)}{d\nu}\right] = 0$

– даст уравнение на $\nu^*(\tau) = \nu^*(w)$ – Optimal freq.

$F(\tau,\nu) = \nu^2 + e^{-2d\tau} - 2\nu e^{-d\tau}\cos(1-\nu)\tau$ $(d \to 0)$. $\frac{dF}{d\nu} = 2\nu + 2\nu e^{-d\tau}(1-\nu)\sin(1-\nu)\tau - 2e^{-d\tau}\cos(1-\nu)\tau$

Диап. $\omega_0 = \omega_0^t = 2\pi \cdot 250$ MHz, длит. $\tau = \omega_0^t w = 2\pi\frac{w}{4\,ns} \approx 25\pi \times 80$ $(w = 50\,ns)$

$d\tau \approx 0{,}03 \cdot 80 \approx 2{,}4$, $e^{-d\tau} \ll 1$ (для $w = 50$ и 100 ns).

В лаб. приближении с $e^{-d\tau} \ll 1$, $F(\tau,\nu) = \nu^2$.

$2(\nu - 1 + d^2\nu)\nu^2 - \left\{(\nu-1)^2 + d^2\nu^2\right\} 2\nu = 0$, $\nu(\nu-1) + d^2\nu^2 - \left\{\nu^2 - 2\nu + 1 + d^2\nu^2\right\} = 0$

$-\nu + 2\nu - 1 = 0$, $\nu^* = 1$ – конечно, но $\nu^* = \nu^*(\tau)$ должно сильно расти с $\tau \to \infty$

$F(\tau, \nu^* = 1) = 1 + e^{-2d\tau} - 2e^{-d\tau} = \left(1 - e^{-d\tau}\right)^2$. Неточно $e^{-d\tau} \to 0$ 1A252

$E(w) \equiv w H_0^2(\nu^*, w) = w\left(\frac{2 v_{cr}}{3 R}\right)^2 \frac{d^2}{(1 - a^{-dw})^2}$, $\xi = 2/3$. Задача улучшается.

$E(w) = \frac{1}{a^2} w H_0^2(\nu^*, w) = \frac{1}{a^2}\left(\frac{3 v_{cr} d}{\gamma R}\right)^2 \frac{w}{(1 - e^{-dw})^2}$, a – convers. factor Pigeau'10

(это совп. с Eq.(2) – Pigeau'10 за искл. у меня "3", у Pigeau "6" в знам.

$\frac{dE(w)}{dw} = C\frac{1}{(1-e^{-})^4}\left[(1 - e^{-dw})^2 - w\,2(1 - e^{dw})de^{-dw}\right] = 0$, $1 - e^{-dw} - 2dwe^{-dw} = 0$

Pigeau'10 исходя наугр. $w_{min} = 1{,}26/d$ (!?). Такое $w_{min} d \approx 1$ и никогда $e^{-dw} \ll 1$.

Escaneado con CamScanner

Abril

24

Т.е. W_{min} (pulse length) $= 1,26/d\omega_0$ Pigeau'10 верить нельзя, нужно очень грубо $\Rightarrow$ отсюда и завышенное в 2 раза $d=0,008$.

Note: это NiMnSb а не FeNi и $d_{LLG} = 0,002 - 0,003$, тогда $d_{total} = d = 0,008$. Тогда $dt = 0,008 \cdot 80 = 0,64$, считать $e^{-dt} \ll 1$ будет совсем грубо при расчете ν^*.

Abril

Martes

Надо искать $\nu^* = 1 + \alpha e^{-dt}$ с $\alpha \approx 1$, это исправит W_{min} и приведет к уменьшению „d" из fitting $E(w)$ vs. w.

$\frac{dH_0^2}{d\nu} = \frac{(\cdot)^2}{F^2}(\nu-1)\left[2F(\tau,\nu) - (\nu-1)\frac{dF}{d\nu}\right] = 0$, если $d^2 \ll e^{-dt} \sim (\nu-1)$ ...!

Еще вопрос, что важнее, что $H_0(\nu,\tau)$ и $E(w)$ выводились для circular field, а в эксп. $h_{\sim}^{x}$ - linearly polarized.

Вывод: Eq.(2) из Pigeau Nat. Phys.'10 верить нельзя и W_{min} - полученную из Eq.(2) тоже нельзя. Но главная неточность при выводе optimal freq. ν^* и min E - most effective pulse length $W=$ - есть то, что Eq.(2) и вывели для circular field, а exp. - $h_{\sim}^{x}$ - linear.

→ Т.е. авторы Pigeau N.Ph.'10 грубо применили не то equation.

VC motion in Linear polarized field $h_{\sim}^{x}(t)$

$-\vec{G}\times\dot{\vec{X}} - D\dot{\vec{X}} + \alpha\vec{X} + \mu\vec{z}\times\vec{H} = 0$, $\vec{z}\times\vec{H} = \begin{vmatrix} \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \\ 0 & 0 & 1 \\ H_x & H_y & 0 \end{vmatrix} = \hat{y}H_x - \hat{x}H_y$

$\begin{cases} G_z\dot{y} - D\dot{X} + \alpha X = \mu H_y \\ -G_z\dot{X} - D\dot{y} + \alpha y = -\mu H_x \end{cases}$ $G_z = -|G|p$

$H_x(t) = H_0\sin\omega t$, $H_y = 0$

Общее реш. ЛОДУ $Z(t) = X + iy = Z(0)e^{ip\omega_0 t}e^{-d\omega_0 t}$, $\omega_0 = \frac{\alpha}{|G|}$.

$\begin{cases} -p\dot{y} + d\dot{X} + \omega_0 X = \frac{\mu}{|G|}\cdot 0 & (1) \\ p\dot{X} + d\dot{y} + \omega_0 y = -\frac{\mu}{|G|}H_0\sin\omega t & (2) \end{cases}$

Ищем частн. решение ЛНДУ: $X = a_1\cos\omega t + b_1\sin\omega t$

$y = a_2\cos\omega t + b_2\sin\omega t$

$-p\omega[-a_2\sin\omega t + b_2\cos\omega t] + d\omega[-a_1\sin\omega t + b_1\cos\omega t] + \omega_0[a_1\cos\omega t + b_1\sin\omega t] = 0$

$p\omega[-a_1\sin\omega t + b_1\cos\omega t] + d\omega[-a_2\sin\omega t + b_2\cos\omega t] + \omega_0[a_2\cos\omega t + b_2\sin\omega t] = -\frac{\mu}{G}H_0\sin\omega t$

(1) $\cos\omega t$: $-p\omega b_2 + d\omega b_1 + \omega_0 a_1 = 0$

(1) $\sin\omega t$: $+p\omega a_2 - d\omega a_1 + \omega_0 b_1 = 0$

(2) $\cos\omega t$: $p\omega b_1 + d\omega b_2 + \omega_0 a_2 = 0$

(2) $\sin\omega t$: $-p\omega a_1 - d\omega a_2 + \omega_0 b_2 = -\frac{\mu H_0}{G}$

$$\begin{pmatrix} \omega_0 & d\omega & 0 & -p\omega \\ -d\omega & \omega_0 & p\omega & 0 \\ 0 & p\omega & \omega_0 & d\omega \\ -p\omega & 0 & -d\omega & \omega_0 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} a_1 \\ b_1 \\ a_2 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ -\frac{\mu H_0}{G} \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} a_1 \\ b_1 \\ a_2 \\ b_2 \end{pmatrix} = \frac{1}{\det A}\begin{pmatrix} x & x & x & -M_{41} \\ x & x & x & M_{42} \\ x & x & x & -M_{43} \\ x & x & x & M_{44} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ -\frac{\mu H_0}{G} \end{pmatrix}$$

M_{ij} - минор $\hat{A}$ - матрицы - определитель, вычерк. i-строку j-столбец.

$M_{41} = \begin{vmatrix} d\omega & 0 & -p\omega \\ \omega_0 & p\omega & 0 \\ p\omega & \omega_0 & d\omega \end{vmatrix} = d^2p\omega^3 - p\omega\omega_0^2 + p\omega^3 = p\omega[(1+d^2)\omega^2 - d\omega_0^2]$

$\det A = \omega_0\begin{vmatrix} \omega_0 & p\omega & 0 \\ p\omega & \omega_0 & d\omega \\ 0 & -d\omega & \omega_0 \end{vmatrix} - d\omega\begin{vmatrix} -d\omega & p\omega & 0 \\ 0 & \omega_0 & d\omega \\ -p\omega & -d\omega & \omega_0 \end{vmatrix} - p\omega\begin{vmatrix} -d\omega & \omega_0 & p\omega \\ 0 & p\omega & \omega_0 \\ -p\omega & 0 & -d\omega \end{vmatrix} =$

Escaneado con CamScanner

$= \omega_0\left[\omega_0^3 - \omega^2\omega_0 + d^2\omega^2\omega_0\right] - d\omega\left[-d\omega\omega_0^2 - d\omega^3 - d^3\omega^3\right] -$

$- p\omega\left[pd^2\omega^3 - p\omega\omega_0^2 + p\omega^3\right] = \omega_0^2\left[\omega_0^2 + (d^2-1)\omega^2\right] + d^2\omega^2\left[\omega_0^2 + (1+d^2)\omega^2\right] =$

$- \omega^2\left[\ldots(1+d^2)\omega^2 - \omega_0^2\right] = (\omega_0^2 + d^2\omega^2)^2 \sim \omega^4$. Проверено.

$|v(t)|^2_{H_0} = X^2(t) + Y^2(t) = \omega^2\left[-a_1\sin\omega t + b_1\cos\omega t\right]^2 + \omega^2\left[-a_2\sin\omega t + b_2\cos\omega t\right]^2$

$\frac{1}{\omega^2}|v(t)|^2 = a_1^2\sin^2\omega t + b_1^2\cos^2\omega t - 2a_1b_1\cos\omega t\sin\omega t + a_2^2\sin^2\omega t +$

$+ b_2^2\cos^2\omega t - 2a_2b_2\cos\omega t\sin\omega t = (a_1^2+a_2^2)\sin^2\omega t + (b_1^2+b_2^2)\cos^2\omega t -$

$- (a_1b_1 + a_2b_2)\sin 2\omega t$

$\frac{1}{\omega^2}|v(t)|^2_{H_0} = \frac{1}{2}(a_1^2+a_2^2+b_1^2+b_2^2) + \frac{1}{2}(b_1^2+b_2^2-a_1^2-a_2^2)\cos 2\omega t - (a_1b_1+a_2b_2)\sin 2\omega t$

(Это только ЛНДУ-часть, ибо $t\to\infty$ предел.

$X(t) = X_0 e^{-d\omega_0 t}$ — как $Z_0 e^{i\varphi} = (X_0 + iY_0)(\cos\varphi + i\sin\varphi) = X_0\cos\varphi - Y_0\sin\varphi + iY_0\cos\varphi + iX_0\sin\varphi$

$X(t) = \left[X_0\cos\omega_0 t - Y_0\sin p\omega_0 t\right]e^{-d\omega_0 t} + a_1\cos\omega t + b_1\sin\omega t$

$Y(t) = \left[Y_0\cos\omega_0 t + X_0\sin p\omega_0 t\right]e^{-d\omega_0 t} + a_2\cos\omega t + b_2\sin\omega t$

Пусть $X(0)=0$, $Y(0)=0$, $X(0) = X_0 + a_1 = 0$, $Y(0) = Y_0 + a_2 = 0$,

тогда определены X_0, Y_0. // Это громоздко. Лучше через $Z(t) = X(t) + iY(t)$.

(27/XII) $-p\dot{Y} + ip\dot{X} + d(\dot{X}+i\dot{Y}) + \frac{\varkappa}{|G|}(X+iY) = \frac{\mu}{|G|}(H_y - iH_x)$

$ip\dot{Z} + d\dot{Z} + \omega_0 Z = -i\frac{\mu}{|G|}(H_x + iH_y)$, $i(p-id)\dot{Z} + \omega_0 Z = -i\frac{\mu}{|G|}(H_x+iH_y)$

Если field is circular $H_x + iH_y = H_0 e^{\pm i\omega t}$, то $Z(t) = Z(0)e^{\pm i\omega t}$ — forced motion

$\left[\mp\omega(p-id) + \omega_0\right]Z(0) = -i\frac{\mu}{|G|}H_0$, т.е. $\chi^{(\chi)}_{\pm}(\omega) = -i\frac{\mu}{|G|}\frac{1}{\left[\omega_0 \mp \omega(p-id)\right]}$

$\omega>0$, $\omega_0>0$, $\chi^{(\chi)}_{\pm}(\omega)$ собств. с 20/III обр. при $\mu\to-\mu$. $\mu = \frac{3}{2}\mathfrak{C}M_S V/R$.

$\chi^{(\chi)}_{\pm}(0) = +i\frac{\mu}{\varkappa}$ при $H_0 = H_0^x$, $Z_0(0) = X(0)+iY(0) = i\frac{\mu}{\varkappa}H_0^x$, $Y(0) = \frac{\mu}{\varkappa}H_0^x$

$Y_0 > 0$ при $\varkappa > 0$ — верно.

$Y_0 \to H_0^x$

ЧД: $i(p-id)\dot{Z} + \omega_0 Z = ih$, $h = \frac{\mu}{|G|}H$, $H(t) = H_x(t) + iH_y(t)$.

(20/III обр.)

Общее реш. ЛОДУ $Z(t) = Z(0)e^{ip\omega_0 t}e^{-d\omega_0 t}$. $H_x = H_0\cos\omega t = \frac{H_0}{2}\left[e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}\right]$

$i(p-id)\dot{Z} + \omega_0 Z = ih_0\frac{1}{2}\left[e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}\right]$

Частное реш. с $h(t) = h_0 e^{i\omega t}$ есть $Z_+(t) = \frac{ih_0}{\left[\omega_0 - \omega(p-id)\right]}\left[e^{i\omega t} - e^{ip\omega_0 t}e^{-d\omega_0 t}\right]$

$\to Z_+(t) = \chi^{(\chi)}_+(\omega)\left[e^{i\omega t} - e^{i\omega_0(p+id)t}\right]H_0$

Частное реш. с $h(t) = h_0 e^{-i\omega t}$ аналог. есть $Z_-(t) = \frac{ih_0}{\left[\omega_0 - \omega(p-id)\right]}\left[e^{-i\omega t} - e^{i\omega_0(p+id)t}\right]$

$\to Z_-(t) = \chi^{(\chi)}_-(\omega)H_0\left[e^{-i\omega t} - e^{i\omega_0(p+id)t}\right]$, $\chi_-(\omega) = \chi_+(-\omega)$.

Z_- проверим. $i(p-id)\chi_- H_0 i\left[-\omega e^{-i\omega t} - \omega_0(p+id)e^{i\omega_0(p+id)t}\right] +$

$+ \omega_0\chi_- H_0\left[e^{-i\omega t} - e^{i\omega_0(p+id)t}\right] = ih_0 e^{-i\omega t}$

$e^{-i\omega t}$: $\left[\omega(p+id) + \omega_0\right]\chi_-(\omega)H_0 = ih_0$, $\chi_-(\omega) = i\frac{h_0}{H_0}\frac{1}{\left[\omega_0 + \omega(p-id)\right]}$ — верно.

Если $h(t) = h_x(t) = \frac{h_0}{2}\left[e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}\right]$ (h = h₀ cos ωt) приведет к лин. комбинации χ_+ и χ_-

Escaneado con CamScanner

Apirila / Abril

26

Ostegúna · Jueves

$$Z(t) = Z(0)e^{i\omega t(p+id)t} + \frac{1}{2}\chi_+^{(x)}(\omega)H_0\left[e^{i\omega t} - e^{i\omega_0(p+id)t}\right] + \frac{1}{2}\chi_-^{(x)}(\omega)H_0\left[e^{-i\omega t} - e^{i\omega_0(p+id)t}\right]$$

$Z(0) = Z(0)$ аномал. $Z(t) \underset{t\to\infty}{=} \frac{1}{2}\chi_+(\omega)H_0 e^{i\omega t} + \frac{1}{2}\chi_-(\omega)H_0 e^{-i\omega t}$

Нулев $Z(0)=0 \Rightarrow Z(t) = \frac{H_0}{2}\chi_+(\omega)e^{i\omega t} + \frac{H_0}{2}\chi_-(\omega)e^{-i\omega t} - \frac{H_0}{2}\left[\chi_+(\omega)+\chi_-(\omega)\right]e^{i\omega_0(p+id)t}$

H_0 – амплитуда линейного поля, $H_0^{lin}/2 = H_0^{circ}$ – при замене $H_0 \to 2H_0$ сделать p_{circ}

Transient dynamics: $e^{-dt\omega_0}$ Важен и $\chi_+(\omega)$ не важен.

$$Z(t) = \frac{H_0}{2}\left[\chi_+(\omega)e^{i\omega t} + \chi_-(\omega)e^{-i\omega t} - \left\{\chi_+(\omega)+\chi_-(\omega)\right\}e^{i\omega_0(p+id)t}\right]$$

$\chi_\pm(\omega) = i\frac{M}{|G|}\frac{1}{\left[\omega_0 \mp \omega(p-id)\right]}$. Если $p=1$ и $\omega \approx \omega_0$, то

$\chi_+(\omega) \approx i\frac{M}{|G|}\frac{1}{id\omega_0} = \frac{M}{|G|}\frac{1}{d\omega_0}$, $\chi_-(\omega) \approx i\frac{M}{|G|}\frac{1}{\left[2\omega_0 - id\omega_0\right]} \approx i\frac{M}{|G|}\frac{1}{2\omega_0}$

$\frac{|\chi_-(\omega_0)|}{|\chi_+(\omega_0)|} = \frac{1}{2\omega_0}d\omega_0 = \frac{d}{2} \ll 1$ и $\chi_-(\omega)$ не важна, тогда

$Z(t) \underset{\omega=\omega_0}{\approx} \frac{1}{2}H_0\chi_+(\omega)\left[e^{i\omega t} - e^{i\omega_0(p+id)t}\right]$ сбоящая и circular

Case сужаем $\frac{1}{2}H_0 \to H_0$.

H_0 в общ. случае при выкл. switching field $H_0^{SW}(\omega, t_s)$, выходная граница линии MPD $H_0^{cr}(\omega)$ $\downarrow$ ω_0 ω, имп switch. time $\tau_s = \omega_0 t_s = f(\omega, H_0)$ пренебрежем зависим $\chi_-(\omega)$ нельзя.

$$Z(t) = \frac{1}{2}Z_+(t) + \frac{1}{2}Z_-(t), \quad Z_\pm(t) = \chi_\pm(\omega)H_0\left[e^{\pm i\omega t} - e^{i\omega_0(p+id)t}\right]$$

$\dot{Z} = \frac{1}{2}\dot{Z}_+ + \frac{1}{2}\dot{Z}_-$, $|v(t)|^2 = \dot{Z}(\dot{Z})^* = \frac{1}{4}\left(\dot{Z}_+ + \dot{Z}_-\right)\left(\dot{Z}_+^* + \dot{Z}_-^*\right) =$

$= \frac{1}{4}\left[|\dot{Z}_+|^2 + |\dot{Z}_-|^2 + \dot{Z}_-\dot{Z}_+^* + \dot{Z}_+\dot{Z}_-^*\right]$. 20/III 08г. а нашел $|\dot{Z}_+|^2$.

$$|\dot{Z}_\pm|^2 = |\chi_\pm(\omega)|^2 H_0^2\left[\omega^2 + \omega_0^2 e^{-2d\omega_0 t} \mp 2\omega_0\omega e^{-d\omega_0 t}\left\{\cos\varphi_\pm - d\sin\varphi_\pm\right\}\right]$$

с $\varphi_\pm = (\omega_0 \mp \omega)t$, считаем $p=+1$.

$\dot{Z}_-\dot{Z}_+^* + \dot{Z}_+\dot{Z}_-^* = 2\mathrm{Re}\left(\dot{Z}_+\dot{Z}_-^*\right) = 2\mathrm{Re}\,\chi_+\chi_-^* H_0^2\left[e^{i\omega t} - e^{i\omega_0(p+id)t}\right]\left[e^{i\omega t} - e^{-i\omega_0(\cdot)t}\right]$

$= 2H_0^2\,\mathrm{Re}\,\chi_+\chi_-^*\left[e^{2i\omega t} + 1 - \exp\left\{it\left(\omega - \omega_0(1+id)\right)\right\} - \exp\left\{it\left(\omega + \omega_0(1+id)\right)\right\}\right] -$

– содержит Const(t) или медленно осциллирует с $(\omega - \omega_0)$-част. Только, которые важны дают $|v(t)|$ росла и/или малых $t \le 100$ нс.

$e^{-it\omega_0(1-id)} + e^{it\omega_0(1+id)} = e^{-d\omega_0 t}\left[e^{-it\omega_0} + e^{it\omega_0}\right] = 2e^{-d\omega_0 t}\cos\omega_0 t$

$e^{-i\omega_0 t(1-id)} \cdot e^{it\omega_0(1+id)} = e^{-2d\omega_0 t}$

$$\mathrm{Re}\left(\dot{Z}_+\dot{Z}_-^*\right) = H_0^2\,\mathrm{Re}\,\chi_+\chi_-^*\left[e^{2i\omega t} + e^{-2d\omega_0 t} - e^{i\omega t}2e^{-d\omega_0 t}\cos\omega_0 t\right]$$

$$\chi_+\chi_-^* = \frac{M^2}{G^2}\frac{1}{\left[\omega_0 - \omega(p-id)\right]}\frac{1}{\left[\omega_0 + \omega(p+id)\right]} = \chi_+(\omega)\chi_-^*(\omega) = \frac{M^2}{G^2}\frac{1}{\left[(\omega_0-\omega)^2 - d^2\omega^2 + 2id\omega\omega_0\right]} =$$

$$= \frac{M^2}{G^2}\frac{(\Delta\omega)^2 - d^2\omega^2 - 2id\omega\omega_0}{\left[\left\{\Delta\omega^2 - d^2\omega^2\right\}^2 + 4d^2\omega^2\omega_0^2\right]} = a - ib$$

$\left[e^{2i\omega t} + 1 - 1 + e^{-2d\omega_0 t} - 2e^{i\omega t}e^{-d\omega_0 t}\cos\omega_0 t\right] = 2e^{i\omega t}\left[\cos\omega t - e^{-d\omega_0 t}\cos\omega_0 t\right] + \left(e^{-2d\omega_0 t} - 1\right)$

$\mathrm{Re}\left(\dot{Z}_+\dot{Z}_-^*\right) = H_0^2\,\mathrm{Re}\,(a-ib)\left[2e^{i\omega t}\left(\cos\omega t - e^{-d\omega_0 t}\cos\omega_0 t\right) + \left(e^{-2d\omega_0 t} - 1\right)\right] =$

$= H_0^2\,2\left(\cos\omega t - e^{-d\omega_0 t}\cos\omega_0 t\right)\left[a\cos\omega t + b\sin\omega t\right] + H_0^2 a\left(e^{-2d\omega_0 t} - 1\right)$

17 Aste · Semana

Escaneado con CamScanner

$4|\dot{V}(t)|^2 = |\dot{z}_+|^2 + |\dot{z}_-|^2 + 2\mathrm{Re}(\dot{z}_+ \dot{z}_-^*)$, $\varphi_\pm = (\omega_0 \mp \omega)t$

$4|\dot{V}(t)|^2 = |\chi_+|^2 H_0^2 \left[\omega^2 + \omega_0^2 e^{-2d\omega_0 t} - 2\omega_0\omega e^{-d\omega_0 t}(\cos\varphi_+ - d\sin\varphi_+)\right] +$

$+ |\chi_-|^2 H_0^2 \left[\omega^2 + \omega_0^2 e^{-2d\omega_0 t} + 2\omega\omega_0 e^{-d\omega_0 t}(\cos\varphi_- - d\sin\varphi_-)\right] +$

$+ 4H_0^2 (\cos\omega t - e^{-d\omega_0 t}\cos\omega_0 t)(a\cos\omega t + b\sin\omega t) + 2H_0^2 a (e^{-2d\omega_0 t} - 1)$ — ~~Ja conoca nabepy~~

$|V(t)| = V_{cr}$ gacs ypabnenue ~~cbegybaromsee switch. field~~ H_0, switching t_s u ω.

Это ypabnenue gue linear polarized field $H_x(t) = H_0\cos\omega t$ znaum. Cuseneea

zaw eq. $V_{cr} = \frac{3}{2}\gamma R H_0 \frac{\sqrt{F(T_s,\nu)}}{\sqrt{(\nu-1)^2 + d^2\nu}}$ gue circular field us Lee PRL'08.

Nyas $\omega = \omega_0$: $4|V(t)|^2 = |\chi_+|^2 H_0^2 \omega_0^2 (1 - e^{-d\omega_0 t})^2 + |\chi_-|^2 H_0^2 \omega_0^2 \times$

$\times\left[1 + e^{-2d\omega_0 t} + 2e^{-d\omega_0 t}(\cos 2\omega_0 t - d\sin 2\omega_0 t)\right] + 4H_0^2\cos\omega_0 t (1 - e^{-d\omega_0 t})(a\cos\omega t + b\sin\omega t) \times$

$+ 2H_0^2 a (e^{-2d\omega_0 t} - 1)$

$$\begin{cases} a = \frac{\mu^2}{G^2} \dfrac{(\omega_0 - \omega)^2 - d^2\omega^2}{\left[(\Delta\omega^2 - d^2\omega^2)^2 + 4d^2\omega^2\omega_0^2\right]} \\ b = \frac{\mu^2}{G^2} \dfrac{2d\omega\omega_0}{\left[(\Delta\omega^2 - d^2\omega^2)^2 + 4d^2\omega^2\omega_0^2\right]} \end{cases}$$

$a(\omega = \omega_0) = \frac{\mu^2}{G^2} \frac{(-1)d^2\omega_0^2}{d^4\omega_0^4 + 4d^2\omega_0^4} = -\frac{\mu^2}{G^2}\frac{1}{4\omega_0^2}$

$b(\omega = \omega_0) = \frac{\mu^2}{G^2} \frac{2d\omega_0^2}{4d^2\omega_0^4} = \frac{\mu^2}{G^2}\frac{1}{2d\omega_0^2}$

$a(\omega_0) \ll b(\omega_0)$

$4|V(t)|^2 = |\chi_+|^2 H_0^2 \omega_0^2 (1 - e^{-d\omega_0 t})^2 + 4H_0^2\cos\omega_0 t (1 - e^{-d\omega_0 t}) b\sin\omega_0 t +$

$+ 2H_0^2 a (e^{-2d\omega_0 t} - 1)$

$|V(t)|^2_{(\omega=\omega_0)} = \frac{1}{4}|\chi_+|^2 H_0^2\omega_0^2 (1 - e^{-d\omega_0 t})^2 + \frac{1}{2}H_0^2 (1 - e^{-d\omega_0 t}) b\sin 2\omega_0 t - \frac{1}{2}H_0^2 a (1 - e^{-2d\omega_0 t})$

$[\omega_0 - \omega(1 - id)][\omega_0 + \omega(1 + id)] = (\omega_0 - \omega + id\omega)(\omega_0 + \omega + id\omega) = \Delta\omega^2 - d^2\omega^2 + 2id\omega\omega_0$

Cnabum $t_s \to \infty$ ~~u/u~~ $H_0 \to H_0^{cr} + 0$, torga $|V(t)|^2 \approx \frac{1}{4}|\chi_+|^2 H_0^2\omega_0^2 - \frac{1}{2}H_0^2 a +$

$+ \frac{1}{2}H_0^2 b\sin 2\omega_0 t_s$ gocmuraet max ~~u/u~~ $2\omega_0 t_m = (2n-1)\frac{\pi}{2}$

$|V(t)|^2_{max} \approx \frac{1}{4}|\chi_+|^2 H_0^2\omega_0^2 + \frac{1}{2}H_0^2 b$, $|\chi_\pm(\omega)|^2 = \frac{\mu^2}{G^2}\frac{1}{(\omega \mp \omega_0)^2 + d^2\omega^2}$

$|M|/|G| = \frac{1}{2}\zeta R\gamma$, $|\chi_+(\omega_0)|^2 = \left(\frac{1}{2}\zeta R\gamma\right)^2 \frac{1}{d^2\omega_0^2}$

$|V(t)|^2_{max} = \frac{1}{4}\left(\frac{1}{2}\zeta R\gamma\right)^2 \frac{1}{d^2} H_0^2 + \frac{1}{2}H_0^2 \left(\frac{1}{2}\zeta R\gamma\right)^2 \cdot b(\omega_0)$

117/248

$\mathrm{Re}(\dot{z}_+ \dot{z}_-^*)$ nocuman ~~neBepno~~. Hago $\dot{z}_\pm(t) = \chi_\pm H_0 [\pm i\omega e^{\pm i\omega t} - i\omega_0(1+id) \times$

$\times e^{i\omega_0(1+id)t}]$

$\mathrm{Re}(\dot{z}_+ \dot{z}_-^*) = \mathrm{Re}\,\chi_+\chi_-^* H_0^2 \left\{i\left[\pm\omega e^{i\omega t} - \omega_0(1+id)e^{i\omega_0(1+id)t}\right]\right\}^* = H_0^2 \mathrm{Re}\,\chi_+\chi_-^* \left[\omega e^{i\omega t} - \omega_0(1+id)e^{i\omega_0(1+id)t}\right] \times$

$\times\left[-\omega e^{+i\omega t} - \omega_0(1-id)e^{-i\omega_0(1-id)t}\right] = H_0^2 \mathrm{Re}\,\chi_+\chi_-^* \left[-\omega^2 e^{2i\omega t} + \omega_0^2 e^{-2d\omega_0 t} - \omega\omega_0(1-id)e^{i\omega t}e^{-i\omega_0(1-id)t} + \right.$

$\left. + \omega\omega_0(1+id)e^{-i\omega t}e^{i\omega_0(1+id)t}\right].$

$-(1-id)e^{-i\omega_0 t}e^{-d\omega_0 t} + (1+id)e^{i\omega_0 t}e^{-d\omega_0 t} = e^{-d\omega_0 t}\left[e^{i\omega_0 t} - e^{-i\omega_0 t} + id(e^{i\omega_0 t} + e^{-i\omega_0 t})\right] =$

$= e^{-d\omega_0 t}\cdot 2i\left[\sin\omega_0 t + d\cos\omega_0 t\right]$

$\mathrm{Re}(\dot{z}_+ \dot{z}_-) = H_0^2 \mathrm{Re}\,\chi_+\chi_-^* \left[-\omega^2 e^{2i\omega t} + \omega_0^2 e^{-2d\omega_0 t} + 2i\omega\omega_0 e^{-d\omega_0 t} e^{i\omega t}(\sin\omega_0 t + d\cos\omega_0 t)\right] =$

$= H_0^2 \mathrm{Re}(a - i\beta)\left[-\omega^2(\cos 2\omega t + i\sin 2\omega t) + \omega_0^2 e^{-2d\omega_0 t} + 2i\omega\omega_0 e^{-d\omega_0 t}(\sin\omega_0 t + d\cos\omega_0 t)(i\cos\omega t - \sin\omega t)\right] =$

$= H_0^2 \left[-\omega^2 a\cos 2\omega t + \omega_0^2 a e^{-2d\omega_0 t} + 2a\omega\omega_0 e^{-d\omega_0 t}(\sin\omega_0 t + d\cos\omega_0 t)(-1)\sin\omega t - \omega^2 b\sin 2\omega t + \right.$

Escaneado con CamScanner

$+2B\omega\omega_0 e^{-d\omega_0 t}(\sin\omega_0 t + d\cos\omega_0 t)\cos\omega t\Big]$

$4|\dot V(t)|^2 = |\dot z_+|^2 + |\dot z_-|^2 + 2\mathrm{Re}\,(\dot z_+ \dot z_-^*)$

$4|\dot V(t)|^2 = |\dot z_+|^2 + |\dot z_-|^2 + 2H_0^2\Big[-\omega^2 a\cos 2\omega t + \omega_0^2 a e^{-2d\omega_0 t} - 2a\omega\omega_0 e^{-d\omega_0 t}(\sin\omega_0 t + d\cos\omega_0 t)\sin\omega t - \omega^2 B\sin 2\omega t + 2B\omega\omega_0 e^{-d\omega_0 t}(\sin\omega_0 t + d\cos\omega_0 t)\cos\omega t\Big] = |\dot z_+|^2 + |\dot z_-|^2 + 2H_0^2\Big[-\omega^2(a\cos 2\omega t + B\sin 2\omega t) + \omega_0^2 a e^{-2d\omega_0 t} + 2\omega\omega_0 e^{-d\omega_0 t}(\sin\omega_0 t + d\cos\omega_0 t)(B\cos\omega t - a\sin\omega t)\Big]$

Считаем $\omega = \omega_0$ и учит. $a(\omega_0) \ll B(\omega_0)$, $|\dot z_+|^2 \gg |\dot z_-|^2$ при резонансе р.

$4|\dot V(t)|^2 \underset{\omega=\omega_0}{\simeq} |\dot z_+|^2 + 2H_0^2\Big[-\omega_0^2 B\sin 2\omega_0 t + \omega_0^2 a e^{-2d\omega_0 t} + 2d\omega_0^2 e^{-d\omega_0 t}\sin\omega_0 t \times B\cos\omega_0 t\Big] = |\dot z_+|^2 + 2H_0^2\omega_0^2\Big[(e^{-d\omega_0 t} - 1)B\sin 2\omega_0 t + a e^{-2d\omega_0 t}\Big]$

$|\dot V(t)|^2_{\omega=\omega_0} \approx \frac14|\dot z_+|^2 + \frac12 H_0^2\omega_0^2 B(e^{-d\omega_0 t} - 1)\sin 2\omega_0 t$

$\left|\frac{\dot z_+}{\dot V(t)}\right|^2_{\omega=\omega_0} = \frac14|\gamma_+|^2 H_0^2\omega_0^2(1 - e^{-d\omega_0 t})^2 - \frac12 H_0^2\omega_0^2 B(\omega_0)(1 - e^{-d\omega_0 t})\sin 2\omega_0 t$

$|\gamma_+|^2_{\omega_0}\omega_0^2 = \left(\frac12 \xi R\gamma\right)^2\frac{1}{d^2}$, $B(\omega_0)\omega_0^2 = \left(\frac12\xi R\gamma\right)^2\frac{1}{2d}$

$|\dot V(t)|^2_{\omega=\omega_0} = \frac14\left(\frac12\xi R\gamma\right)^2\left[\frac{1}{d^2}(1 - e^{-d\omega_0 t})^2 - \frac{1}{d}(1 - e^{-d\omega_0 t})\sin 2\omega_0 t\right]H_0^2$, $|\dot V|^2 \geq 0$ при $t \to 0$? (см. 20/XII)

В лаб. и/м близкими $d \ll 1$: $|\dot V(t)|_{\omega=\omega_0} = \frac12\left(\frac12\xi R\gamma\right)H_0\frac{1}{d}(1 - e^{-d\omega_0 t})$ –

– но это сводится к circular case, учит. $\left(\frac{H_0}{2}\right)^{lin} \leftrightarrow H_0^{circ}$ $(\omega = \omega_0)$.

// Т.е. при $\omega = \omega_0$ lin-polariz. $H_x(t)$ сводится к circular сил.

$|\dot V(t)|^2 = \frac14|\dot z_+|^2 + \frac14|\dot z_-|^2 + \frac12 H_0^2\Big[-\omega^2(a\cos 2\omega t + B\sin 2\omega t) + \omega_0^2 a e^{-2d\omega_0 t} + 2\omega\omega_0 e^{-d\omega_0 t}\sin\omega_0 t(B\cos\omega t - a\sin\omega t)\Big]$

$|\dot z_\pm|^2 = |\gamma_\pm(\omega)|^2 H_0^2\left[\omega^2 + \omega_0^2 e^{-2d\omega_0 t} \mp 2\omega\omega_0 e^{-d\omega_0 t}\cos(\omega_0 \mp \omega)t\right]$

Упр-е $|\dot V(t)| = v_{cr}$ задает связь switch. field H_0, switch. time t_s и ω.

$|\dot V(t)|_m \to$ max определ. уравнение Switching MPD $H_0^{cr}(\omega)$. Лаб. вывод дает члены с $\frac{d(\cdot)}{dt}$ не $\sim d$, т.к. $d \ll 1$.

$\frac{d}{dt}|\dot V(t)|^2 = \frac14|\gamma_+|^2 H_0^2\left[+2\omega\omega_0 e^{-d\omega_0 t}(\omega_0 - \omega)\sin(\omega_0 - \omega)t\right] +$

$+ \frac14|\gamma_-|^2 H_0^2\left[-2\omega\omega_0 e^{-d\omega_0 t}(\omega_0 + \omega)\sin(\omega_0 + \omega)t\right] +$

$+ \frac12 H_0^2\Big[2\omega^3(-a\sin 2\omega t + B\cos 2\omega t) + 2\omega\omega_0^2 e^{-d\omega_0 t}\cos\omega_0 t(B\cos\omega t - a\sin\omega t) +$

$+ 2\omega^2\omega_0 e^{-d\omega_0 t}\sin\omega_0 t(-B\sin\omega t - a\cos\omega t)\Big] = 0$ для поиска t_m.

Если еще считать $d\omega_0 t_m \gg 1$, то

$-a\sin 2\omega t_m + B\cos 2\omega t_m = 0$, $\mathrm{tg}\,2\omega t_m = \frac{B}{a}$

$t_m = \frac{1}{2\omega}\mathrm{arctg}\left(\frac{B}{a}\right)$, $\frac{B}{a} = \frac{2d\omega\omega_0}{(\omega - \omega_0)^2 - d^2\omega^2}$, $\mathrm{arctg}\left(\frac{B}{a}\right) = \mathrm{arctg}\left(-\frac{2}{d}\right) = -\frac{\pi}{2}$ (вблизи $\omega = \omega_0$)

$\omega t_m \simeq \pm\frac{\pi}{4}n$, при n (–) $\left(-\frac{\pi}{2}n\right)$.

Проверка: $\dot z = \frac12\dot z_+ + \frac12\dot z_- = \frac12\gamma_+ H_0\left[\omega e^{i\omega t} - \omega_0(1 + id)e^{i\omega_0(1+id)t}\right] +$

$+ \frac12\gamma_- H_0\left[-\omega e^{-i\omega t} - \omega_0(1 + id)e^{i\omega_0(1+id)t}\right] = \frac12 H_0\left[\gamma_+ e^{i\omega t} - \gamma_- e^{-i\omega t}\right] -$

$- \frac12 H_0\omega_0(1 + id)e^{i\omega_0 t}e^{-\omega_0 dt}(\gamma_+ + \gamma_-)$

Escaneado con CamScanner

(ч.3ч) $\omega=\omega_0$: $\chi_+(\omega_0)=i\frac{\mu}{G}\frac{1}{i d\omega_0}=\frac{\mu}{G}\frac{1}{d\omega_0}$, $\chi_-(\omega_0)=i\frac{\mu}{G}\frac{1}{2\omega_0-i d\omega_0}=i\frac{\mu}{G}\frac{1}{d\omega_0}\frac{1}{2}$ Majatza

(27/XII) Note: $\chi_+(\omega_0)$ – real (сосчитать чтобы т.к. как $\chi_+(\vec{x})$ – suscept. $\chi(\omega)\sim i\chi''(\omega)$ и $\chi''(\omega_0)$ – max.

$\dot{z}(\omega=\omega_0)=\frac{i}{2}H_0\omega_0\chi_+(\omega_0)e^{i\omega_0 t}-\frac{i}{2}H_0\omega_0(1+id)e^{i\omega_0 t}e^{-d\omega_0 t}\chi_+=$ $|\chi_-\ll\chi_+|$

$=\frac{i}{2}H_0\omega_0\chi_+e^{i\omega_0 t}\left[1-(1+id)e^{-d\omega_0 t}\right]$ Martes · Asteartea

$|\dot{z}|^2_{\omega=\omega_0}=\frac{1}{4}H_0^2\omega_0^2|\chi_+|^2\left[1-(id+1)e^{-d\omega_0 t}\right]\left[1-(1-id)e^{-d\omega_0 t}\right]=\frac{H_0^2}{4}\omega_0^2\chi_+^2\left[1-e^{-d\omega_0 t}\right]^2+O(d^3)$

$\chi_-(\omega_0)=i\frac{\mu}{G}\frac{1}{\omega_0}\frac{1}{2-id}=i\frac{\mu}{G}\frac{1}{2\omega_0}\frac{1+id/2}{1+\left(\frac{d}{2}\right)^2}=\frac{\mu}{G}\frac{1}{2\omega_0}\left(-\frac{d}{2}+i\right)\approx i\frac{\mu}{G}\frac{1}{2\omega_0}=i\chi_-''$

$\dot{z}=\frac{i}{2}H_0\omega_0\left[\chi_+'e^{i\omega_0 t}-i\chi_-''e^{-i\omega_0 t}\right]-\frac{i}{2}H_0\omega_0(1+id)e^{i\omega_0 t}e^{-d\omega_0 t}\left[\chi_+'+i\chi_-''\right]=$

$=\frac{i}{2}H_0\omega_0 e^{i\omega_0 t}\left[\chi_+'-i\chi_-''e^{-2i\omega_0 t}-(1+id)e^{-d\omega_0 t}(\chi_+'+i\chi_-'')\right]$, $\chi_-''=\frac{d}{2}\chi_+'$ $\omega=\omega_0$

$|\dot{z}|^2_{\omega=\omega_0}=\frac{1}{4}H_0^2\omega_0^2\left[\chi_+'-\chi_-''(i\cos 2\omega_0 t+\sin 2\omega_0 t)-e^{-d\omega_0 t}\left[\chi_+'-d\chi_-''+i(d\chi_+'+\chi_-'')\right]\right]\cdot[\dots]^*=$ ($d\chi_-''\sim O(d^2)$)

$=\frac{1}{4}H_0^2\omega_0^2\left[\chi_+'(1-e^{-d\omega_0 t})-\chi_-''\sin 2\omega_0 t-i\left[\chi_-''(\cos 2\omega_0 t+e^{-d\omega_0 t})+d\chi_+'e^{-d\omega_0 t}\right]\right][\dots]=$

$=\frac{1}{4}H_0^2\omega_0^2\left[(\chi_+')^2(1-e^{-d\omega_0 t})^2-2\chi_+'\chi_-''(1-e^{-d\omega_0 t})\sin 2\omega_0 t+(\chi_-'')^2\sin^2 2\omega_0 t+\right.$

$\left.+(\chi_-'')^2(\cos 2\omega_0 t+e^{-d\omega_0 t})^2+2\chi_-''d\chi_+'(\cos 2\omega_0 t+e^{-d\omega_0 t})e^{-d\omega_0 t}+d^2(\chi_+')^2e^{-2d\omega_0 t}\right]$

т/м $d\omega_0 t\ll 1$ $1-e^{-d\omega_0 t}\sim d$ и надо рассм. больше членов в $|\dot{z}|^2(t)$ (см. 27/XII) т.к. все они сокращаются $\sim d^2(\chi')^2$. Note $\frac{\chi_-''}{\chi_+'}\sim d$, $\chi_-''\sim d\chi_+'$.

$(d\omega_0)^{-1}\sim(0.01\cdot 2\pi\cdot 0.1\,GHz)^{-1}\sim 100$ ns. $t\ll(d\omega_0)^{-1}$ имеем смысл, а $\omega_0 t\ll 1$ нет.

$\Rightarrow|\dot{z}|^2_{\substack{\omega=\omega_0\\ d\omega_0\ll 1}}=\frac{1}{4}H_0^2\omega_0^2\left[(1-e^{-d\omega_0 t})^2-(1-e^{-d\omega_0 t})d\sin 2\omega_0 t+\frac{1}{4}d^2\sin^2 2\omega_0 t+\right.$

$\left.+\frac{1}{4}d^2(\cos 2\omega_0 t+e^{-d\omega_0 t})^2+d^2(\cos 2\omega_0 t+e^{-d\omega_0 t})e^{-d\omega_0 t}+d^2e^{-2d\omega_0 t}\right](\chi_+')^2$

(27/XII) а в $|\dot{z}|^2_{\omega=\omega_0}$ остаются члены $\sim d^2$, то можно кроме случая $d\omega_0 t\to 0$.

(27/XII) $|v(t)|^2_{\omega=\omega_0}=\frac{1}{4}\left(\frac{1}{2}\beta\gamma\right)^2\frac{H_0}{d^2}\left[(1-e^{-d\omega_0 t})^2-(1-e^{-d\omega_0 t})d\sin 2\omega_0 t\right]$ верно, но к примеру $d\omega_0\ll 1$ в нем переходного периода. Этот пример надо точнее.

$|v(t)|^2_{\omega=\omega_0}\underset{d\omega_0\ll 1}{=\!=}\frac{1}{4}H_0^2\omega_0^2(\chi_+')^2d^2\left[\omega_0^2t^2-\omega_0 t\,2\omega_0 t+\frac{1}{4}4\omega_0^2t^2+\frac{1}{4}\left\{1-\frac{1}{2}4\omega_0^2t^2+1-d\omega_0 t\right\}^2\right]+\dots=$

$=\frac{1}{4}H_0^2\omega_0^2(\chi_+')^2d^2\left[1+2+1+O(t^3)\right]$, $|v(0)|^2_{\omega=\omega_0}$ конечна, т.к. $H_x(t)\sim\cos\omega t$.

$|\dot{z}(t)|^2_{\omega=\omega_0}=\frac{1}{4}H_0^2\omega_0^2(\chi_+')^2\left[(1-e^{-d\omega_0 t})^2-d(1-e^{-d\omega_0 t})\sin 2\omega_0 t+\frac{1}{4}d^2+\right.$

$\left.+\frac{1}{2}d^2e^{-d\omega_0 t}\cos 2\omega_0 t+d^2(\cos 2\omega_0 t+e^{-d\omega_0 t})e^{-d\omega_0 t}+\frac{5}{4}d^2e^{-2\omega_0 dt}\right]=$

$=\frac{1}{4}H_0^2\omega_0^2(\chi_+')^2\left[(1-e^{-d\omega_0 t})^2-d(1-e^{-d\omega_0 t})\sin 2\omega_0 t+\frac{d^2}{4}+\frac{3}{2}d^2e^{-d\omega_0 t}\cos 2\omega_0 t+\frac{9}{4}d^2e^{-2d\omega_0 t}\right]$

121/244.

Если $d\omega_0\gtrsim 1$, то члены $\sim d^2$ отбрасываем и (в сом. с 27/XII)

$|v(t)|^2_{\omega=\omega_0}=\frac{1}{4}H_0^2\omega_0^2\chi_+^2\left[(1-e^{-d\omega_0 t})^2-d(1-e^{-d\omega_0 t})\sin 2\omega_0 t\right]$

*Если driving field $h(t)=h_x(t)=h_0\sin\omega t=\frac{h_0}{2i}\left[e^{i\omega t}-e^{-i\omega t}\right]$, то response $Z(t)=Z_{(0)}e^{i\omega_0 t}e^{-d\omega_0 t}+\frac{1}{2i}Z_+(t)-\frac{1}{2i}Z_-(t)$, $Z_\pm(t)$ response на $h(t)=h_0e^{\pm i\omega t}$. Aste 18

Escaneado con CamScanner

Maiatza · Mayo

Asteazkena · Miercoles

Сначала $\dot{Z}(0)=0 \to \dot{Z}(t)=\frac{1}{2i}\dot{Z}_+(t)-\frac{1}{2i}\dot{Z}_-(t)$, $h(t)=h_0\sin\omega t$

$\dot{Z}(t)=\frac{1}{2i}[\dot{Z}_+-\dot{Z}_-]$, $|\dot{Z}(t)|^2=\frac{1}{4}|\dot{Z}_+-\dot{Z}_-|^2=\frac{1}{4}\left[|\dot{Z}_+|^2+|\dot{Z}_-|^2-\dot{Z}_+\dot{Z}_-^*-\dot{Z}_+^*\dot{Z}_-\right]$

2 $4|v(t)|^2=|\dot{Z}_+|^2+|\dot{Z}_-|^2-2\mathrm{Re}(\dot{Z}_+\dot{Z}_-^*)$

т.е. при смене $h(t)=h_0\cos\omega t$ на $h(t)=h_0\sin\omega t$ знаки перекрест. члена в $|v(t)|^2$ меняются. // перекрест. член $\sim \dot{Z}_+\dot{Z}_-$ невален при $\omega=\omega_0$ и при малом затухании пределах $d\omega_0 t \ll 1$.

$\frac{1}{2}\mathrm{Re}(\dot{Z}_+\dot{Z}_-^*)=\frac{1}{2}H_0^2\left[-\omega^2(a\cos2\omega t+b\sin2\omega t)+\omega_0^2 a e^{-2d\omega_0 t}+2\omega\omega_0 e^{-d\omega_0 t}\sin\omega_0 t\,(b\cos\omega t-a\sin\omega t)\right]$

Def. $b=\sin\psi\cdot\sqrt{a^2+b^2}$, $-a=\sqrt{a^2+b^2}\cos\psi$, $-\frac{b}{a}=\mathrm{tg}\,\psi=F(\omega)$.

$\frac{1}{2}\mathrm{Re}(\dot{Z}_+\dot{Z}_-^*)=\frac{1}{2}H_0^2\sqrt{a^2+b^2}\left[+\omega^2\cos(2\omega t+\psi)+\omega_0^2\cos\psi\, e^{-2d\omega_0 t}+2\omega\omega_0 e^{-d\omega_0 t}\sin\omega_0 t\cdot\sin(\omega t+\psi)\right]$

$|v(t)|^2=\frac{1}{4}|\dot{Z}_+|^2+\frac{1}{4}|\dot{Z}_-|^2\pm\frac{1}{2}\mathrm{Re}(\dot{Z}_+\dot{Z}_-^*)$, $(\pm)=h_0\begin{Bmatrix}\cos\omega t\\ \sin\omega t\end{Bmatrix}$ – вектор $h_x^{\sim}$ a.c. field

$b(\omega)>0\ \forall\omega$, а вот $a(\omega)$ меняет знак as $F(\omega)$. $\gamma_+(\omega)\gamma_-^*(\omega)=a-ib$.

$\mathrm{tg}\,\psi=-\frac{b}{a}=-\frac{2d\omega\omega_0}{(\omega_0-\omega)^2-d^2\omega^2}$. При $\omega=\omega_0$, $\mathrm{tg}\,\psi=\frac{2}{d}\gg1$ и $\psi\approx\frac{\pi}{2}$.

$\left(\sqrt{a^2+b^2}\right)^2=\frac{M^4}{G^4}\frac{(\Delta\omega^2-d^2\omega^2)^2+4d^2\omega^2\omega_0^2}{[\dots]^2}=\frac{M^4}{G^4}\frac{1}{\left[(\omega-\omega_0)^2-d^2\omega^2\right]^2+4d^2\omega^2\omega_0^2}$

$\sqrt{a^2+b^2}=\frac{M^2}{G^2}\frac{1}{\sqrt{(\Delta\omega^2-d^2\omega^2)^2+4d^2\omega^2\omega_0^2}}=|\gamma_+(\omega)\gamma_-^*(\omega)|$

$|\gamma_\pm(\omega)|=\frac{M}{|G|}\frac{1}{\sqrt{(\omega\mp\omega_0)^2+d^2\omega^2}}$, $\gamma_\pm(\omega)=i\frac{M}{|G|}\frac{1}{[\omega_0\mp\omega(\rho-id)]}$ · circ. $\vec{\chi}$-susceptibility

Для $v(t)$-перекрест. член $\dot{Z}_+\dot{Z}_-\sim\gamma_+(\omega)\gamma_-(\omega)$ всегда важен на малых временах $d\omega_0 t\ll1$. Он также важен далеко от резонанса ($\omega=\omega_0$) $\forall t$, т.е. должен быть учтен при построении МРД H_0 (диаграмма ω_0 ω) of VC-reversal в ник. поперечн. поле $h_x^{\sim}(t)$.

Общее $|v(t)|^2=\frac{1}{4}|\gamma_+|^2H_0^2\left[\omega^2+\omega_0^2e^{-2d\omega_0 t}-2\omega\omega_0 e^{-d\omega_0 t}\cos(\omega_0-\omega)t\right]+$

$+\frac{1}{4}|\gamma_-|^2H_0^2\left[\omega^2+\omega_0^2e^{-2d\omega_0 t}+2\omega\omega_0 e^{-d\omega_0 t}\cos(\omega_0+\omega)t\right]\pm\frac{1}{2}H_0^2\sqrt{a^2+b^2}\left[\omega^2\cos(2\omega t+\psi)-\omega_0^2\cos\psi\, e^{-2d\omega_0 t}+\right.$

$\left.+2\omega\omega_0 e^{-d\omega_0 t}\sin\omega_0 t\sin(\omega t+\psi)\right]$, учт. т. членом по $d^{11}<1$.

Предел $\omega=\omega_0$

1) при условии $d\omega_0\ll1$, $\omega=\omega_0$, $h(t)=h_0\sin\omega t$ (другой знак $\gamma_+\gamma_-$):

$|v(t)|^2_{\omega=\omega_0}=\frac{1}{4}H_0^2\omega_0^2(\gamma_+')^2\left[\left(1-e^{-d\omega_0 t}\right)^2+d\left(1-e^{-d\omega_0 t}\right)\sin2\omega_0 t+\frac{1}{4}d^2+\right.$

$\left.+\frac{1}{2}d^2e^{-d\omega_0 t}\cos2\omega_0 t-d^2\left(\cos2\omega_0 t+e^{-d\omega_0 t}\right)e^{-d\omega_0 t}+\frac{5}{4}d^2e^{-2d\omega_0 t}\right]=$

$=(\cdot)\left[\left(1-e^{-x}\right)^2+d\left(1-e^{-x}\right)\sin2\omega_0 t+\frac{1}{4}d^2-\frac{d^2}{2}e^{-d\omega_0 t}\cos2\omega_0 t+\frac{1}{4}d^2e^{-2d\omega_0 t}\right]$

$d\omega_0\ll1$: $|v(t)|^2_{\omega=\omega_0}=(\cdot)\left[x^2+dx\sin\frac{2x}{d}-\frac{d^2}{2}\left(1-\frac{1}{2}4\omega_0^2t^2\right)+\frac{d^2}{2}\cdot2\right]=$

$x=d\omega_0 t$

$=(\cdot)\left[x^2+2x^2+x^2\right]_{t\to0}=\frac{1}{4}H_0^2\omega_0^2(\gamma_+')^2\,4\cdot d^2\omega_0^2t^2$, это $\omega_0 t\ll1$ предел.

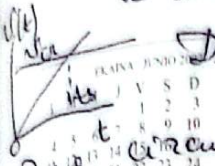
$|v(t)|=H_0\omega_0^2|\gamma_+'|dt=H_0\omega_0^2\frac{M}{|G|}\frac{1}{d\omega_0}dt=H_0\omega_0\frac{M}{G}dt=H_0\omega_0\frac{M}{G}\cdot t$.

$M/G=\frac{3}{2}R\gamma$. $|v(t)|=\left(H_0\omega_0\frac{3}{2}R\gamma\right)t$ – такой же предел как для circular field 20/III 087., но $H_0=H_0^x$ – linear polariz. field.

Escaneado con CamScanner

Escaneado con CamScanner

UC switch. u/m $v(t) = v_{cr}$. $v_{cr} = \frac{3}{2} R\gamma H_0 \omega_0 t_s$, $t_s = \frac{2v_{cr}}{3R\gamma \cdot H_0 \omega_0}$ Vaiatza



Def. $\frac{2v_{cr}d}{3R\gamma} = H_0^{cr}$, $t_s = \frac{1}{d\omega_0}\left(\frac{H_0^{cr}}{H_0}\right)$ - UC switch. time.

Duhan circular field H_0 : $t_s(\omega=\omega_0) = -\frac{1}{d\omega_0}\ln\left(1-\frac{H_0^{cr}}{H_0}\right) \approx \frac{1}{d\omega_0}\left(\frac{H_0^{cr}}{H_0}\right)$ u/m

$H_0 \gg H_0^{cr}$, т.е. $v(t)$ и t_s u/m $t\to 0$, $H_0 \gg H_0^{cr}$ (1)

как и для circular field. Никакого нарушения $H_0^{lin}/2 = H_0^{circ}$ из-за $|X-|^2$ и X_+X_- членов.

Используем $d\omega_0 \ll 1$, но не нарушая $\omega_0 t \ll 1$.

$$|v(t)|^2_{\omega=\omega_0} = (\cdot)\left[x^2 + xd\sin 2\omega_0 t + \frac{d^2}{2}(1-\cos 2\omega_0 t)\right], \quad x = d\omega_0 t$$

$$|v(t)|^2 = \frac{1}{4}H_0^2\omega_0^2(X_+')^2 d^2\omega_0^2\left[t^2 + t\frac{1}{\omega_0}\sin 2\omega_0 t + \frac{1}{2\omega_0^2}(1-\cos 2\omega_0 t)\right]$$

Если найти max $v(t)$ при t_m, то $v(t_m) = v_{cr}$ дает $H_0^{cr}(\omega=\omega_0)$.

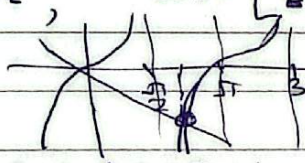
иначе $v(H_0, t_s) = v_{cr}$ - дает уравнение $H_0^{sw}(t_s)$ или $t_s(H_0)$.

$$\frac{d|v(t)|^2}{dt} = (\cdot\cdot)\left[2t + \frac{1}{\omega_0}\sin 2\omega_0 t + 2t\cos 2\omega_0 t + \frac{1}{\omega_0}\sin 2\omega_0 t\right] = 0 \Rightarrow t_m.$$

$$t(1+\cos 2\omega_0 t) + \frac{1}{\omega_0}\sin 2\omega_0 t = 0, \quad z(1+\cos 2z) + \sin 2z = 0, \quad z = \omega_0 t_m.$$

$1+\cos 2z = 2\cos^2 z$, $\cos z\left[z\cos z + \sin z\right] = 0$, $z_1 = \frac{\pi}{2}(2n+1)$

или $\operatorname{tg} z = -z$.



Есть $z_2 > 0$, чуть больше $\pi/2$

Берем $z_1 = \omega_0 t_m = \pi/2$.

$$\frac{d^2|v(t)|^2}{dt^2} = (\cdot\cdot)\left[2 + 4\cos 2\omega_0 t + 2\cos 2\omega_0 t - 4\omega_0 t\sin 2\omega_0 t\right] < 0 \quad \text{u/m } \omega_0 t = \frac{\pi}{2}$$

$$|v(t)|^2_{max} = \frac{1}{4}H_0^2\omega_0^2(X_+')^2 d^2\omega_0^2\left[\left(\frac{\pi}{2}\right)^2\frac{1}{\omega_0^2} + \frac{1}{\omega_0^2}\right] = \frac{1}{4}H_0^2\omega_0^2(X_+')^2 d^2\left[\left(\frac{\pi}{2}\right)^2+1\right]$$

$$(X_+')^2 = \frac{\mu^2}{G^2}\frac{1}{d^2\omega_0^2} \quad \text{и} \quad \frac{1}{4}H_0^2\frac{\mu^2}{G^2}\left[\left(\frac{\pi}{2}\right)^2+1\right] = |v(t_m)|^2 = v_{cr}^2$$

UC switch. field $H_0 \frac{\mu}{G}\frac{1}{2}\sqrt{1+(\pi/2)^2} = v_{cr}$.

(2) $H_0^{cr}(\omega=\omega_0) = \frac{2}{\sqrt{1+(\pi/2)^2}}\frac{2v_{cr}}{3R\gamma}$, $(H_0^{cr})_{circ} = \frac{2v_{cr}}{3R\gamma}d$, не хватает ещё "d"

Видимо H_0^{cr} так не найти, ведь $d\omega_0 t \ll 1$, а u/m H_0^{cr} $t_s \to \infty$,

Indeed, $t_m = \frac{\pi}{2}\frac{1}{\omega_0} = \frac{\pi}{2}\frac{1}{2\pi\cdot f} \simeq \frac{1}{4}\frac{1}{250\ MHz} = 10^{-3}\cdot 10^{-6}\ s \approx 1\ ns$

$t_s \gg 1\ ns$ возьмем critic. line $H_0^{cr}(\omega)$. Ранее ($t\to 0$) $d\omega_0 t_s = \left(\frac{H_0^{cr}}{H_0}\right) \ll 1$ можно

$$|v(t)|^2_{\omega=\omega_0} = \frac{1}{4}H_0^2\omega_0^2(X_+')^2\left[(1-e^{-d\omega_0 t})^2 + d(1-e^{-d\omega_0 t})\sin 2\omega_0 t + \right.$$

$$\left. + \frac{d^2}{2}(1-e^{-d\omega_0 t}\cos 2\omega_0 t) + \frac{d^2}{4}(e^{-2d\omega_0 t}-1)\right], \quad \text{удобно } t\to 0.$$

(3) Если $d\omega_0 t \gg 1$, то $|v(t)|^2_\infty = \frac{1}{4}H_0^2\omega_0^2(X_+')^2\left[1+d\sin 2\omega_0 t\right]$ 123/242

Имеет смысл учесть скорости достижения в $h(t)$ и дает ошибку

$H_0^{cr}(\omega=\omega_0)$ $|v(t)|^2_\infty = v_{cr}^2$, $v_{cr} = \frac{1}{2}H_0\omega_0|X_+|\sqrt{1+d}$

$|X_+| = \left(\frac{3}{2}R\gamma'\right)\frac{1}{d\omega_0}$, $\frac{1}{2}\sqrt{1+d}\,H_0\frac{1}{d}\left(\frac{3}{2}R\gamma\right) = v_{cr}$. $H_0^{cr} = \frac{2}{\sqrt{1+d}}\frac{dv_{cr}}{(3/2R\gamma)}$

$\to H_0^{cr} = \frac{2}{\sqrt{1+d}}(H_0^{cr})_{circ}$, $(H_0^{cr})_{circ} = \frac{2v_{cr}}{3R\gamma}$ - circular field crit. $\omega=\omega_0$

Вывод: асимптотика switch. time $t_s(H_0)_{H_0 \gg H_0^{cr}} = \frac{2v_{cr}}{3R\gamma\omega_0}\frac{1}{H_0}$ совп. с circular case, а $H_0^{cr} \approx 2(H_0^{cr})_{circ}$,

Maiatza · Mayo

$t_s = \left(\frac{1}{3}\right)^{-1} \frac{v_{cr}}{R\gamma\omega_0} \frac{1}{H_0}$. $v_c \approx 2\cdot10^2$ m/s , $R \approx 100$ nm $= 10^{-7}$ m.s

$\omega_0/2\pi = 100$ MHz $= 10^8 \frac{1}{s}$

4 $t_s(H_0) = 3 \cdot \frac{2\cdot10^2 \text{ m/s} \cdot (2\pi)^2 \cdot 2}{5\cdot10^{-7}\text{m} \cdot 3 \frac{\text{MHz}}{\text{Oe}}\, 10^8 \frac{1}{s}} \frac{1}{H_0} = \frac{20}{5(2\pi)^2}\cdot10^{-6}\, s \frac{1}{H_0(Oe)} \approx \frac{10^2}{H_0(Oe)}\, ns$

$\omega \neq \omega_0$

Ostiralean viernes $\omega/\omega_0 \neq 1$ и может далеко от „1", то амплитуда $H_0^{cr}(\omega)$ может. Иначе $e^{-d\omega_0} \to 0$. Вычисляем.

8 $|v(t)|^2 = \frac{1}{4}H_0^2\omega^2\left[|\chi_+|^2 + |\chi_-|^2 + 2\sqrt{a^2+b^2}\right] = \frac{1}{4}H_0^2\omega^2\left[|\chi_+| + |\chi_-|\right]^2 = v_{cr}^2$

9 $|\chi_+(\omega)| + |\chi_-(\omega)| = \frac{M}{G}\left[\frac{1}{\sqrt{(\omega-\omega_0)^2+d^2\omega^2}} + \frac{1}{\sqrt{(\omega+\omega_0)^2+d^2\omega^2}}\right]$

10 $\frac{1}{2}H_0^{cr}\omega\left[\frac{1}{\sqrt{(\omega-\omega_0)^2+d^2\omega^2}} + \frac{1}{\sqrt{(\omega+\omega_0)^2+d^2\omega^2}}\right] = \frac{G}{M}v_{cr} = \frac{2v_{cr}}{3R\gamma}$

– это аналогично $H_0^c(\nu) = \frac{2v_c}{3R\gamma}\frac{\sqrt{(\nu-1)^2+d^2\nu^2}}{\left[\nu + e^{-d\pi/|\nu-1|}\right]}$ – out-field-circular case

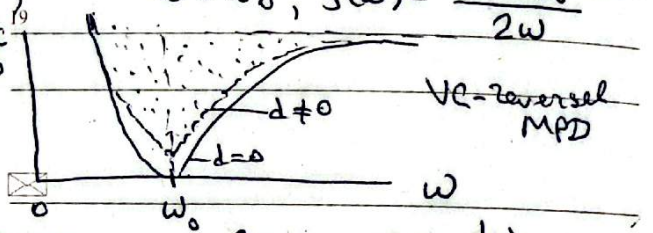
11 $\frac{1}{2}H_0^{cr}(\omega) = \left(\frac{2v_{cr}}{3R\gamma}\right)\frac{1}{\omega}\left[\sqrt{(\omega+\omega_0)^2+d^2\omega^2} + \sqrt{(\omega-\omega_0)^2+d^2\omega^2}\right]^{-1}\sqrt{(+)}\sqrt{(-)}$

12 Если $|\omega-\omega_0| \gg d\omega \approx 0{,}01\omega$. $\frac{(\omega+\omega_0)|\omega-\omega_0|}{\omega+\omega_0+|\omega-\omega_0|} = f(\omega)$

$\omega < \omega_0$, $f(\omega) = -\frac{(\omega^2-\omega_0^2)}{2\omega_0}$, $\omega > \omega_0$, $f(\omega) = \frac{\omega^2-\omega_0^2}{2\omega}$

13 $H_0^c(\omega) = 2\left(\frac{2v_c}{3R\gamma}\right)\frac{1}{\omega}f(\omega)$

$\frac{1}{\omega}f(\omega) = \frac{1}{2}\left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right)$



VC-reversal MPD

$\to f(\omega) = (\omega+\omega_0)\frac{\sqrt{(\omega-\omega_0)^2+d^2\omega^2}}{\left[\omega+\omega_0+\sqrt{(\omega-\omega_0)^2+d^2\omega^2}\right]}$, $f(\omega_0) = 2\omega_0\frac{d\omega_0}{2\omega_0} = d\omega_0$

$H_0^c(\omega_0) = 2\left(\frac{2v_{cr}}{3R\gamma}\right)d$ можно сравн. с предыд. оценкой $H_0^{cr}(\omega_0) = \frac{2}{\sqrt{1+d}}(\cdot)d$

$H_0^c(0) \approx \left(\frac{2v_{cr}}{3R\gamma}\right)\cdot\left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right)$, $\frac{\omega}{\omega_0} \gg 1$. $\frac{3v_{cr}}{R\gamma} \approx \frac{3\cdot2\cdot10^2\text{ m/s}}{5\cdot10^{-2}10^{-9}\text{m}\cdot3\cdot\frac{\text{MHz}}{\text{Oe}}\cdot2\pi} \approx 10^2$ Oe

124/241 Можно найти обе $H_0^{sw}\left(\frac{t_s}{\omega}\right)$ аналитически $|v(t)|^2$ и из $\frac{dH_0^{sw}(\omega,t_s)}{d\omega} = 0$ найти $\omega^*(t_s)$ так что $\min H_0^{sw}(\omega^*,t_s) = f(t_s)$ и минимизировать подаваемую ac power $P \sim (H_0^{sw})^2 = f^2(t_s)$ as function pulse-length $t_s = w$ как в Rigeau 'Nat. Ph. '10, Larunbata Sabado bukaeg: найти pulse-ω^*, при котором energy min Domingo Igandea

125/240 Switch vortex core.

Допустим $t_s(H_0)$ измерена, тогда $t_s(H_0) = -\frac{1}{d\omega_0}\ln\left[1 - \frac{H_0^c}{H_0}\right]$ 126/239

Надо помнить switch. probability $P(H_z) = 1 - e^{-t_s/\tau(H_z)}$ – relaxation time и поэтому MPD H_0–ω не зависит от H_z.

$\min H_0^c(\omega_0) = 2d\cdot\frac{2v_{cr}}{3R\gamma}$, но $v_{cr}(H_z)$ ↓↑ ↑↑ зависит от H_z

сильно квадратично – Khvalk. APL '10 , Yoo PRB '10.

Escaneado con CamScanner

30/XII С Л. в Eroski - Garbera. Получил письмо о продлении моего статуса in Spain. Запуска прод. лит. обзор. Mayo · Maiatza

Подготовил документы и сдал подавать на Donostia de Tогда dos Residencia на Рио-XII. Сказали, что рано, надо ≥ 17 Jan. 2012.

31/XII 7 дня с Л. по магазинам. Basque publication activity - 2011 (на 23/XII 11 г.): Zhukov, Carretero (~ по 20 ст.), Verkhratsky (13), Zhu (12), Gus (11) - 1 ое место.

1/I 2012 г. С Л. и Ю. в downtown за подарками. Письмо to de Loubens о Ilunes Asteleheña
окончании VC reversal расчета и related papers. Славин прислал the last version of Nat. Mat. paper - FMR in dot array — я edited it. Поздравления by e-mail с Н. Годом: Окс. Ч, Окс., Славину, Глебу, Мортенсону, Фархаду, Тамаре. Звонили в Киев маме и Л. маме, др. друзьям со семьей дома; фильм, праздн. обед!

2012

2/I До отъезда to France-Conf. 3/II послать в печать papers:
1) ~~Nat. Mat. - FMR dot arrays~~ - Melkov — сократить — Subm.
2) Pinning - FMR с Глеб, Arentxa — дополн. теор. часть (ARB)
3) Vortex dyn. in dot pair с Окс. — отработать text + JAP.
4) VC reversal in time-domain с de Loubens — вывести eqs. и обсудить exp.
5) ~~DW~~ in nanotube с AiPing — написать text Subm. 10/I 12г

Meeting с Arantxa: она посчитала $M_z(\omega)$ для $H_y(t) = H_0 \frac{\sin\omega_0 t}{\omega_0 t}$ - excitation для Vortex dot - Py с $\alpha = 0.01$, $R = 1000$ nm, $L = 12$ nm (Melkov request) Main peak с $\omega_1/2\pi \approx 4.2$ GHz, $\Delta\omega = 0.6$ GHz, $J_{zz}(\omega_1) \approx 12$ (max value) - first radial spin wave in vortex state с $H_z(t)$ - excitation.
Обсуждение exp. VC reversal by de Loubense. Может не $V_{cr}(H_z)$, а vortex expelling from the dot $|\vec{X}| = R$ as reversal criterion of VC?

Хотя для dot с $R = 520$ nm и $L = 44$ nm, где vortex очень стабилен, это маловероятно.

Получил e-mails от Славы (Nature Mat. сократить до Letters), de Loubens, AiPing (запрос meeting), Tindara Verduci (запрос PhD - position). Вопросы to Melkov file of Simulations $J_{zz}(\omega)$ of radial SW с comments переправил Запрос Verduci to Julian и Chizhik.

// Dve circular ac. field Скорость $|V(t)| = |J_+(\omega)| H_0 \omega_0 \sqrt{F(\tau)}$, $\tau = \omega_0 t$, $\nu = \omega/\omega_0$.
($H(t) = H_0 e^{i\omega t}$)

$J_+(\omega) = J_+^{(\vec{x})}(\omega) = i \frac{M}{|G|} \frac{1}{[\omega_0 \mp \omega(\rho - id)]} \Rightarrow |J_+(\omega)| = \frac{M}{|G|} \frac{1}{\sqrt{(\omega_0 \mp \rho\omega)^2 + d^2\omega^2}}$,

$\rho = +1$. $|J_+(\omega)| = \frac{M}{|G|} \frac{1}{\omega_0} \frac{1}{\sqrt{(\nu-1)^2 + d^2\nu^2}}$. Но при $H_z \neq 0$ G_z и $\omega_0 = f(H_z)$.

Работаем вблизи $\omega \approx \omega_0$. $\nu \approx 1$. $|V(\tau)| = H_0 \frac{M}{|G|} \frac{\sqrt{F(\tau)}}{\sqrt{(\nu-1)^2 + d^2\nu^2}}$ 127/238

$G_z(H_z) = G_z(0)[1 - H_z/H_c]$ для $\rho = +1$. $\chi(H_z) = \chi(0)[1 - (H_z/H_c)^2] = \chi(0)\sin^2\theta_0$

$\cos\theta_0 = H_z/H_c$. $\omega_0(H_z) = \chi(H_z)/|G_z(H_z)| = \omega_0(0)[1 + H_z/H_c]$ - de Loub PRL'09

$\frac{M}{|G|} = \frac{3M_s \pi R L}{2\pi M_s \frac{L}{\gamma}(1 - \frac{H_z}{H_c})} = \frac{3}{2} R\gamma \frac{1}{(1 - H_z/H_c)}$. $\frac{\mu H_0}{|G(H_z)|} \frac{\sqrt{F(\tau)}}{\sqrt{(\nu-1)^2 + d^2\nu^2}} = V_{cr}(H_z)$

$V_{cr}(H_z) = V_{cr}(0)(1 + H_z/H_c) \Rightarrow \frac{\mu H_0}{|G(0)|} \frac{\sqrt{F(\tau)}}{\sqrt{\dots}} = V_{cr}(0)(1 + \frac{H_z}{H_c})(1 - \frac{H_z}{H_c}) = V_{cr}(0)[1 - \frac{H_z^2}{H_c^2}]$

V_{cr} vs H_{sw}, t_s и ω.
Semana · Aste 19
Если и damping $d = -D/|G|$ может зависеть от H_z (!).

Escaneado con CamScanner

Maiatza · Mayo

8

Asteartea · Martes

Escaneado con CamScanner

Надо вернуться к $m_z(s) = m_z^{us}(s)[1 - m_z^{out} p] + m_z^{out} = \cos\theta$ Maiatza

$\mathcal{J}(H_z) = \frac{2\pi M_s L}{\gamma}\left[\int_0^b ds s\left\{(\theta_s')^2 + \frac{1}{s^2}\sin^2\theta\right\} + \sin^2\theta_{out}\ln\frac{R}{b}\right]$, $\theta(H_z)$ $b(H_z)$

$m_z(s) = \lambda m_z^{us}(s) + m_z^{out}$, $\cos\theta = \lambda\cos\theta_{us} + m_0$, $\lambda = 1 - m_0$, $m_0 = \frac{H_z}{H_c}$.

$-\sin\theta\,\theta_s' = -\lambda\sin\theta_{us}\,\theta_{us}' = -\lambda\sin\theta_{us}\frac{1}{s}\sin\theta_{us}$ Miércoles · Asteazkena

$(\theta_s')^2 = \frac{1}{\sin^2\theta}\frac{\lambda^2}{s^2}\sin^4\theta_{us}$, $\sin^2\theta = 1 - (\lambda\cos\theta_{us} + m_0)^2 =$

$= 1 - \lambda^2\cos^2\theta_{us} - 2\lambda m_0\cos\theta_{us} - m_0^2 = 1 - (1-m_0)^2\cos^2\theta_{us} - 2m_0(1-m_0)\cos\theta_{us} - m_0^2 = \sin^2\theta_{us} - 2m_0\cos\theta_{us}(1-\cos\theta_{us}) - m_0^2(1-\cos\theta_{us})^2$, $p = +1$.

(5/I) Сверяем Nature Mat. - FMR paper и посылаем Славику.

$1 - \cos\theta_{us} = 2\sin^2\frac{\theta_u}{2}$. $\sin^2\theta = 4\sin^2\frac{\theta_u}{2}\left[\cos^2\frac{\theta_u}{2} - m_0\cos\theta_u - m_0^2\sin^2\frac{\theta_u}{2}\right]$

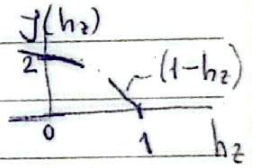
$\mathcal{J}(H_z) = \int_0^b ds s\left[(\theta_s')^2 + \frac{\sin^2\theta}{s^2}\right] = \int_0^b \frac{ds}{s}\left[\lambda^2\frac{\sin^4\theta_{us}}{\sin^2\theta} + \sin^2\theta\right]$

$\cos\theta = \lambda\cos\theta_{us} + h_z$, $\lambda = 1 - h_z$, $h_z = H_z/H_c$. $\sin\theta_u(s) = \frac{2Bs}{B^2+s^2} = \frac{2s'}{1+(s')^2}$

Note. При замене $s/B = s'$, VC radius исчезает из $\mathcal{J}(H_z)$ и вся зависимость от h_z сидит в λ, h_z.

$\mathcal{J}(h_z) = \int_0^1 \frac{ds'}{s'}\left[\lambda^2\frac{\sin^4\theta_{us}}{\sin^2\theta} + \sin^2\theta\right]$, $\mathcal{J}(0) \underset{h_z\to 0}{=} 2\int_0^1 \frac{ds'}{s'}\sin^2\theta_{us} = 2(1-h_z)$

$\mathcal{J}(h_z \to 1-0,\ \lambda\to 0) = \int_0^1 \frac{ds'}{s'}\left[\lambda^2\frac{\sin^4\theta_u}{2\lambda(1-\cos\theta_u)} + 2\lambda(1-\cos\theta_u)\right] \sim \lambda$



$\sin^2\theta_{out} = (1-h_z^2)$.

$D(H_z) = -\frac{\pi d M_s L}{\gamma}\left[\mathcal{J}(h_z) + (1-h_z^2)\ln\frac{R}{b}\right]$, $\mathcal{J}(h_z)$ можно посч. в MathCad

$\mathrm{Min}H_0^c(h_z) \sim v_{cr}(H_z)D(H_z) \sim b(H_z)[1+h_z]\cdot\left[\mathcal{J}(h_z) + (1-h_z^2)\ln\frac{R}{b}\right]$,

один и второй множитель растут с $h_z\uparrow$, а знак — падает, $H_0^c(h_z) \approx$ Const.

Вывод: в circular polariz field $H = H_0 e^{i\omega t}$ critical field of VC reversal $\min$ зависит от perpend. bias field H_z.

в lin. polarized field замена $H_0^{lin}/2 \to H_0^{circ.}$ — та же зависимость $\min H_0^c(H_z)$.

(4/I) Meeting с Chizhik: решили взять PhD student Tindara Verduci, решили ей stipend и купить на interview. О чем ей и написал.

Meeting с Ai Ping: 1) TW-DW geom. dependence nanotubes to PRB-Brief после переделки и удлинения $N_z(AR/R, L/R)$; 2) 2W-MPD to JMMM. Всего пишем вместе 2 papers по влиянию d.c. current (H_0) на DW motion in nanotubes. Взял Referee на F/N/F - JAP - elektrostatics (major rev.) 129/236

Alternative VC reversal (not $V(t) = V_{cr}$) a VC expelling from the dot:

$|Z(t)| = R$. $Z_\pm(t) = \chi_\pm(\omega)H_0\left[e^{\pm i\omega t} - e^{+i\omega_0 p t}e^{-d\omega_0 t}\right]$ — circ. polariz $h(t)$.

$p = +1$, $h(t) = e^{i\omega t}h_0 \to |Z(t)|^2 = |\chi_+(\omega)|^2 H_0^2\left[e^{i\omega t} - e^{+i\omega_0 t}e^{-d\omega_0 t}\right]\left[e^{-i\omega t} - e^{-i\omega_0 t}e^{-d\omega_0 t}\right]$

$= |\chi|^2 H_0^2\left[1 + e^{-2d\omega_0 t} - 2e^{-d\omega_0 t}\cos(\omega - \omega_0)t\right]$. $\max|Z(t)|$ при $t_m = \pi/|\omega - \omega_0|$

Semana · Aste 19

Escaneado con CamScanner

Max $|z(t)| = |x|\ H_0\ (1 + e^{-d\omega_0 t_m})$; $|X_t(\omega)| = \frac{1}{|G|\sqrt{(\omega-\omega_0)^2 + d^2\omega^2}}$

Maiatza · Mayo

10 $H_0^{cr}(\omega) = \frac{R}{H_0}\frac{|G|}{M}\frac{\sqrt{(\omega-\omega_0)^2 + d^2\omega^2}}{(1+e^{-d\omega_0 t_m})}$ достичь max при $\omega = \omega_0$!

Min $H_0^{cr}(\omega_0) = \frac{R}{M}|G|\, d\omega_0$, а где $|S(t)| = \frac{|G|}{M} d\omega_0$

т.е. $v_{cr} \to \omega_0 R$.

Osteguna · Jueves 9

Теперь $H_0^c(H_z) \sim D(H_z)\,\omega_0(H_z)$, $\omega_0(H_z) \sim \left(1 + \frac{H_z}{H_c}\right)$ при $p = H$.

Min $H_0^c(h_z) \sim [1 + h_z][J(h_z) + (1 - h_z^2)\ln\frac{R}{\beta}]$

8 VC reversal будет определяться $\min[v_{cr}, v_R]$, $v_R = \omega_0 R$.

$v_R \sim 2\pi f_0 R = 6 \cdot 0{,}35\,G\,H_z \cdot 300\,nm \approx 600\ m/s$.

Vc Escape mechanism reversal dominates at $v_R = \omega_0 R < v_{cr}$, т.е. при малых R. // Оно даст бо́льшее $v_R = 2\pi \cdot 0{,}25\,G\,H_z \cdot 500\,nm \approx 400\ \frac{m}{s}$,

10 а $v_{cr} \approx 200$ m/s. VC reversal за счет фасетки. v_{cr}.

(5/I) Разбор paper Vaysleyskiy et Nat. Phys. '09 – v_{cr} и $H_0(\omega)$ – exp.

11 и Kammerer' Nature Comm. 10 VC revers. при azim. SW frequency (prim

Vc фазы CW/CCW вынуждение с частотой SW ω_{-1}/ω_{+1} и $|\vec{X}| \approx 10\,nm$, $v_{cr} = f(m$ of SW)

Написал Intro, edited FMR - pinning MS и послал Глебу.

12 С П. и Ю. в downtown. Покупки при. Kimia на Spin Dyn. Workshop, SNU

(6/I) Обсужд. с Глеб pinning - FMR paper. Глеб обещал 6/I прислать revised MS

13 E-mail to Kim о SNU-Conf. переписка с жуковым о сбеch postdoc A. Hrabec

Оплачен кв. 975 € за Jan. 2012. E-mail to Oke.

(7/I) С П. и Ю. в „Eroski" Garbera : купили TV „Samsung" 32' – 333 €.

Тема Kammerer – preprint Dec. 2011 – VC reversal by azim. SW.

tsw не сделать меньше 200 ps ($R = 800\,nm$) ну – за конечное

Скорости SW, переносимых энергию (Орлами. azim. SW - подкачки).

Славик предложил написать paper о сведении Vortex 4D нелин.

14 св 1D non-lin. oscillator.

16 Тема preprint (Nov. 2011) by Zvezdin : синхронизация 2 x

Vortex STO in nanopillar pair.

(8/I) Harmonic related Nanotube - DW - MPD paper и послан ее to AiPing, Julian

(9/I) Patxi прислал Saldo по всем 3-м моим грантам (Magnonics, Spin Dyn

18 и SAIOTEK). // Тек. расх. : ① 1.170,52 € + 512,32 € Gas - FNT'11, Tenerife

– Spin Dyn. Dec. grant – Dec. 1, 2011; ② 169,90 (143,98 € без IVA) = € – диск duro –

19 Arantxa – Magnonics grant – 16 Dec. 2011; ③ 39,42 € – Sukhostavets – SAIOTEK – 13/XII

Dun. PhD

Отдан Patxi на оплату ком. – Paris – 668 € и сотр. Dun. computer AiPing – 66

130/235 Беседа с Julian: 1) UPV и Basque gov. Calls на PhD – stipend ~ March 2012,

но нельзя стать ни подавать на T. Verduci, наверное прим. ее на interview и

recieve и дадиссьон – 10 дней (Dvornik + Hrabec).

Беседа с AiPing: Figs 4, 5 – это просто разложение $\min E$ - DW energy

$\min E = E_{exch} + E_m + E_{an}$ на эти части в каждой области $\Delta R, L/R$. Fig 3 -

2, MPD – это DW coordes. $\min E$, DW между circular $\vec{m} = \pm\hat{e}_\varphi$ domains

DW · Domaine · Domaines

(10/I) Revised and submitted to JMMM „DW in nanotubes" MS по

Simulations Ai-Ping. Edited Qme compl. MS с Oke.

Escaneado con CamScanner

11/I Обсуждение с Julian postdoc openings (2 позиции) в Мадрид группе и Вернон. PhD stipends для Verduci. Mayo · Maiatza
для postdoc нужна EU-citizen, но написать Дворнику, особенно
Если он управится за 2-3 мес. Deadline Jan 20.
Звонил Оксане (1) на postdoc позиции никого предложить не
можем. За исключ. девушки-теоретика по e-transport; 2) надо писать
свои работы, т.к. будет мой отчет-доклад в конце 2012. Viernes · Ostirala
Темы своих работ: a) Vortex STO с нелинейным $\vec{F}_{ST}$ членом (сила);
b) T-effects на vortex dynamics (Окс.); c) m. coupling of non-lin.
vortex oscillators см. Zvezdin (Окс.-Raga); d) exp. Kerr, MFM, VSM –
-придумать мне, а сделает Окс. муж. postdoc; e) организ. coordin. совеща-
ние 20-24 Feb, когда Окс. будет в San-Seb.; f) K switch(H_z)-dcomb. (Окс.;)
Послал письма-запросы на postdoc to SK Kim, G. deLoubens и М. Дворник,
F. Alien.
Для Оксаны Ч. – см. план работы 2/III 2011 г.

12/I Kim и de Loubens не могут предложить postdocs для нас.
Meeting с Arantxa (vortex excitation by $H_z(t)$): если $H_z(t) = H_0 \frac{\sin(\omega t)}{\omega t}$ -
- no new peaks observed, just radial sw, даже если $H_0 = 200, 1000$ Oe;
если $H_z(t) = H_0 \sin \omega_1 t$, ω_1 – first radial sw, но ее слабый пик at $\omega_1 \simeq 33$ GHz(?)
Попытаться $H_z(t)$ с 33 GHz и посмотреть $\vec{m}_{dyn}$ snapshots.
Беседа с Глеб о FMR-pinning MS progress и с Окс. об JAP paper, так. двух.
Запросы postdoc to Фархад и Hillebrands. Переписка с Дворник. Proof JSN-
получил postdoc запрос от Virginia Estevets (Окс. Inst., Madrid). – F/N/F paper

15/I Обсужд. с Kakazei подробного плана доделки FMR-pinning paper.,
вопросы к Arantxa о ген. info-simul. приглашен V. Estevetz на interview.
JAP-F/N/F paper рец. с Окс. Публикация у нее Medi. плюс Kittel (~5 стр.)
Сделал и отослал в JSN edited proof of vortex dyn. F/N/F paper.
14. Новое. Телеграмма в DIPC: поздравил. с postdoc Гленн и скрипачкой Надей.

15/I Идея как описать pinning $d(\Theta_H)$ через surface m. energy $E_s \sim (m_s)^2$
Извлечь pinning $d(\Theta_H)$ из simulat. как $\frac{\partial m_s}{\partial y} + d m_s = 0$, $d(\Theta_H) \sim \frac{\partial m_y/\partial y}{m_y}\Big|_{y=R}$
Gliga et al. J. Phys. 2011: criterion of VC reversal скрытое дополн.
$\Delta E_{ex} = E_{pair}(V - AV)$. $\Delta E = f(\text{cell size})$ Задача – по интерфейс. via Bloch point? 131/234
Как связать мое V_{cr} и $\Delta E = E_{pair}$ критерии? VC reversal Criterion 3
Должно совпас. $E_{kin} \sim M V_{cr}^2$ и $E_{pair} = 8\pi AL$.
Действительно $\left(M \simeq \frac{L}{\gamma^2}\right)$ $M V_{cr}^2 \sim \frac{L}{\gamma^2} \gamma^2 2A \simeq 2AL$ и именно $\times E_{pair}$
Позже [Tretiakov'ARB'07]: $E_{skyrm.} = 8\pi AL \simeq 3.3 \cdot 10^{-18}$ J (FeNi) со ссылкой на
Larunbata · Sábado Domingo · Igandea
Belavin-Polyakov'75 skyrmions с topol. charge $q = \pm 1$.
Tretiakov'07, видимо, перепутал V-AV pair (с общим $q = \pm 1$) [$q \overset{131/232}{=} \frac{1}{2} n_{IP}$, $n_{IP=\pm 1}$
h-wind. number ($n = +1$ - vortex, $n = -1$ - AV)] со BP-skyrmion с $q = \pm 1$.
Хотя, но $E_{ex} = A \int d^3\vec{r} (\nabla \vec{m})^2$ энергетически и тоже V и AV – half skyrmions, т.е.
имеют skyrmio-BP структуру только внутри core, но merons ($m_z = 0$) вне core.
Для single vortex $E_{ex}(\text{core}) = AL \int_{\text{core}}^{R} d^2\vec{s} \left[(\nabla\Theta)^2 + \sin^2\Theta (\nabla\Phi)^2\right] = AL \cdot 2\pi \int_0^{R_c} ds\, s \left[(\Theta_s')^2 + \frac{\sin^2\Theta}{s^2}\right] =$
$= \left|\Theta_s' = \frac{1}{s}\sin\Theta_{vs}\right| = 4\pi AL \int_0^{R_c} \frac{ds}{s} \sin^2\Theta_{vs} = 4\pi AL$, $\frac{1}{V M_s^2} E_{ex}(\text{core}) = \frac{4A}{M_s^2} \frac{1}{R^2} = 2 \frac{L_{ex}^2}{R^2}$, $L_{ex}^2 = 2A/M_s^2$.
Semana · Aste 19
$E_{ex}(V\text{-}AV \text{ pair}) \simeq 2 \cdot E_{ex}(\text{core}) = 8\pi AL$ – внутри cores. Но есть out-of-core вклад.

Escaneado con CamScanner

16/5 E-mails to V. Estevez и T. Verduci (PhD stipends). Obtained Seminar Maiatza · Mayo

Interview Estevez на 26.6., Jan. 19. Ответ от G. de Loubens - VC

Предложил postdoc to D. Dieleman.

14 Исследование с Frantxa FMR pinning d (θ_H). Работа с Oxf. Changes to JAP. Nanopillars MPD и моего вклада. расчета. VC reviewed Garnier. расчетная часть ~ 20 моих papers 2005 – 2010 Сведен материал.

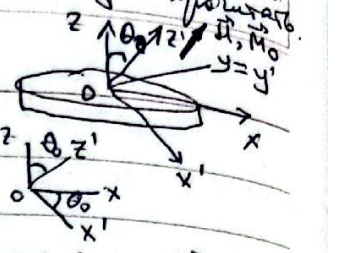
17/5 В Гомель в 7:15 - перед file для Ariadna.

Astelehena · Lunes

FMR pinning d as function of $\vec{H}$ - angle θ_H.

$\vec{H}, \vec{M}_0 \parallel Oz'$, $\vec{M}_0$ имеет угол θ_0 с Oz ⊥ dot plane xy.

(θ_H) $\vec{H}$ – угол θ_H $(\theta_H \le \theta_0)$.



Считаем, что дин. pinning на faces of the dot $z=0, L$ отсутствует, $\vec{m} \neq f(z)$.

Тур.-Мейков, гл. 7. **FMR pinning**

$E_S = -K_S(\vec{m}\cdot\vec{n})^2$, $K_S > 0$ coord. Surface anisotropy ОЛН, $\vec{n}$ - ед. вектор внешней нормали к поверхности S.

Гр. условия на S: $q\vec{M}\times\frac{\partial\vec{M}}{\partial n} + \frac{2K_S}{M_S^2}(\vec{n}\cdot\vec{M})\vec{n}\times\vec{M} = 0$, $q = 2A/M_S^2$.

Если $\vec{M} = \vec{M}_0 + \vec{m}e^{i\omega t}$, то $\hat{z}_0\times\frac{\partial\vec{m}}{\partial n} + \xi\left[(\vec{n}\cdot\vec{m})\vec{n}\times\hat{z}_0 + (\vec{n}\hat{z}_0)\vec{n}\times\vec{m}\right] = 0$, (*)

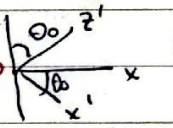
$\xi = 2K_S/qM_S^2$ – pinning, $\hat{z}_0$ – ед. вектор $\parallel \vec{M}_0$.

У нас pinning на боковой поверхности dot, $\rho = R$, $\vec{n} = \hat{\rho}$, $\hat{z}_0 = (\sin\theta_0, 0, \cos\theta_0)$

$$\vec{n}\times\hat{z}_0 = \begin{vmatrix} \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \\ n_x & n_y & 0 \\ \sin\theta_0 & 0 & \cos\theta_0 \end{vmatrix} = \hat{x}\,n_y\cos\theta_0 - \hat{y}\,n_x\cos\theta_0 - \hat{z}\,n_y\sin\theta_0$$

$n_x = \cos\varphi$, $n_y = \sin\varphi$, $n_z = 0$.

$$\vec{n}\times\vec{m} = \begin{vmatrix} \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \\ n_x & n_y & 0 \\ m_x & m_y & m_z \end{vmatrix} = \hat{x}\,n_y m_z + \hat{z}(n_x m_y - m_x n_y) - \hat{y}\,n_x m_z$$



$m_y = m_{y'}$, $m_x = m_{x'}\cos\theta_0$

$m_z = -m_{x'}\sin\theta_0$

$$\hat{z}_0\times\frac{\partial\vec{m}}{\partial n} = \begin{vmatrix} \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \\ \sin\theta_0 & 0 & \cos\theta_0 \\ \frac{\partial m_x}{\partial n} & \frac{\partial m_y}{\partial n} & \frac{\partial m_z}{\partial n} \end{vmatrix} = \hat{y}\left(\cos\theta_0\frac{\partial m_x}{\partial n} - \sin\theta_0\frac{\partial m_z}{\partial n}\right) + \hat{z}\sin\theta_0\frac{\partial m_y}{\partial n} - \hat{x}\cos\theta_0\frac{\partial m_y}{\partial n}$$

Проект. гр. условие (*) на $\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}$:

$\hat{x}$: $\frac{1}{\xi}(-\cos\theta_0)\frac{\partial m_y}{\partial n} + (\vec{n}\vec{m})\,n_y\cos\theta_0 + (\vec{n}\hat{z}_0)\,n_y(-m_{x'}\sin\theta_0) = 0$

$\hat{y}$: $\frac{1}{\xi}\frac{\partial}{\partial n}(m_x\cos\theta_0 - m_z\sin\theta_0) + (\vec{n}\vec{m})(-n_x\cos\theta_0) + (\vec{n}\hat{z}_0)(+n_x m_{x'}\sin\theta_0) = 0$

$\hat{z}$: $\frac{1}{\xi}\sin\theta_0\frac{\partial m_{y'}}{\partial n} + (\vec{n}\vec{m})(-n_y\sin\theta_0) + (\vec{n}\hat{z}_0)[n_x m_{y'} - n_y m_x\cos\theta_0] = 0$

$(\vec{n}\vec{m}) = n_x m_x + n_y m_y = \cos\varphi\, m_{x'}\cos\theta_0 + \sin\varphi\, m_{y'}$

$(\vec{n}\vec{z}_0) = n_x\sin\theta_0 + n_y\cdot 0 = n_x\sin\theta_0 = \sin\varphi\sin\theta_0$

$\hat{x}$: $-\frac{1}{\xi}\cos\theta_0\frac{\partial m_{y'}}{\partial n} + \sin\varphi\cos\theta_0(m_{x'}\cos\varphi\cos\theta_0 + \sin\varphi\, m_{y'}) + \sin\varphi\sin\theta_0\cos\varphi\, m_{x'} =$

$-\frac{1}{\xi}\cos\theta_0\frac{\partial m_{y'}}{\partial n} + \sin^2\varphi\cos\theta_0 m_{y'} + \cos\varphi\sin\varphi\, m_{x'} = 0$

$\hat{y}$: $\frac{1}{\xi}\frac{\partial m_{x'}}{\partial n} + (\cos\varphi\cos\theta_0 m_{x'} + \sin\varphi m_{y'})(-1)\cos\varphi\cos\theta_0 + \sin\varphi\sin\theta_0\cos\varphi\sin\theta_0 m_{x'} =$

Escaneado con CamScanner

$\frac{1}{3}\frac{\partial m_{x'}}{\partial n} + \left(\cos^2\varphi\cos^2\theta_0(-1) + \sin\varphi\cos\varphi\sin^2\theta_0\right)m_{x'} - \sin\varphi\cos\varphi\cos\theta_0 m_{y'} = 0$

$\frac{1}{3}\sin\theta_0\frac{\partial m_{y'}}{\partial n} + \left(\cos\varphi\cos\theta_0 m_{x'} + \sin\varphi m_{y'}\right)(-\sin\varphi)\sin\theta_0 + \sin\varphi\sin\theta_0\left[\cos\varphi m_{y'} - \sin\varphi\cos^2\theta_0 m_{x'}\right] = 0$

$\frac{1}{3}\frac{\partial m_{y'}}{\partial n} - \sin\varphi\left(\cos\varphi\cos\theta_0 + \sin\varphi\cos^2\theta_0\right)m_{x'} + \left(-\sin^2\varphi + \sin\varphi\cos\varphi\right)m_{y'} = 0$

Уравнение для $\partial m_{y'}/\partial n$ до усреднения по φ не совпадало. Плохо. Усредним по φ, получим: $-\frac{1}{3}\frac{\partial m_{y'}}{\partial n} + \frac{1}{2}m_{y'} = 0$ из $(\cdot)\hat{x}$. проверим

$\frac{1}{3}\frac{\partial m_{x'}}{\partial n} - \frac{1}{2}\cos^2\theta_0 m_{x'} = 0$ из $(\cdot)\hat{y}$. $\frac{1}{3}\frac{\partial m_{y'}}{\partial n} - \frac{1}{2}\cos^2\theta_0 m_{x'} - \frac{1}{2}m_{y'} = 0$ из $(\cdot)\hat{z}$

Уравнение для $\partial m_{y'}/\partial n$ не совпадало.

Перестанем в $x'y'z'$ систему, где $Oz' \parallel \vec{M}_0$ и $\vec{m} = (m_{x'}, m_{y'}, 0)$, $\hat{z}_0 = (0,0,1)$.

$\vec{n} = (n_x, n_y, 0)$ в xyz. $\begin{cases} n_{z'} = n_x\sin\theta_0 = \cos\varphi\sin\theta_0 \\ n_{x'} = n_x\cos\theta_0 = \cos\varphi\cos\theta_0, \end{cases}$ $n_{y'} = n_y = \sin\varphi$.

$\vec{n} = (n_{x'}, n_{y'}, n_{z'})$ в $x'y'z'$.

$\vec{n}\times\hat{z}_0 = \begin{vmatrix} \hat{x}' & \hat{y}' & \hat{z}' \\ n_{x'} & n_{y'} & n_{z'} \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} = \hat{x}'n_{y'} - \hat{y}'n_{x'}$; $\vec{n}\times\vec{m} = \begin{vmatrix} \hat{x}' & \hat{y}' & \hat{z}' \\ n_{x'} & n_{y'} & n_{z'} \\ m_{x'} & m_{y'} & 0 \end{vmatrix} = \hat{y}'n_{z'}m_{x'} + \hat{x}'n_{z'}m_{y'}(-1) + \hat{z}'\left(n_{x'}m_{y'} - n_{y'}m_{x'}\right)$

$\hat{z}_0\times\frac{\partial\vec{m}}{\partial n} = \begin{vmatrix} \hat{x}' & \hat{y}' & \hat{z}' \\ 0 & 0 & 1 \\ \frac{\partial m_{x'}}{\partial n} & \frac{\partial m_{y'}}{\partial n} & 0 \end{vmatrix} = \hat{y}'\frac{\partial m_{x'}}{\partial n} - \hat{x}'\frac{\partial m_{y'}}{\partial n}$.

Проект. $(*)$ на оси $\hat{x}', \hat{y}', \hat{z}'$:

$\hat{x}'$: $\frac{1}{3}(-1)\frac{\partial m_{y'}}{\partial n} + (\vec{n}\vec{m})n_{y'} + (\vec{n}\hat{z}_0)(-1)n_{z'}m_{y'} = 0$

$\hat{y}'$: $\frac{1}{3}\frac{\partial m_{x'}}{\partial n} + (\vec{n}\vec{m})(-1)n_{x'} + (\vec{n}\hat{z}_0)n_{z'}m_{x'} = 0$

$\hat{z}'$: $(\vec{n}\vec{m})0 + (\vec{n}\cdot\hat{z}_0)\left(n_{x'}m_{y'} - n_{y'}m_{x'}\right) = 0$, $\cos\varphi\cos\theta_0 m_{y'} - \sin\varphi m_{x'} = 0$ — это выполн. и при усреднении по "φ".

$\vec{n}\cdot\vec{m} = n_{x'}m_{x'} + n_{y'}m_{y'} + n_{z'}m_{z'} = \cos\varphi\cos\theta_0 m_{x'} + \sin\varphi m_{y'}$

$(\vec{n}\cdot\hat{z}_0) = (n_{x'}, n_{y'}, n_{z'})(0,0,1) = n_{z'} = \cos\varphi\sin\theta_0$.

$\hat{x}'$: $\frac{1}{3}(-1)\frac{\partial m_{y'}}{\partial n} + \left(\cos\varphi\cos\theta_0 m_{x'} + \sin\varphi m_{y'}\right)\sin\varphi - \cos\varphi\sin\theta_0\cos\varphi\sin\theta_0 m_{y'} = 0$

$\int\frac{d\varphi}{2\pi}(\ldots)$ даст $-\frac{1}{3}\frac{\partial m_{y'}}{\partial n} + \frac{1}{2}m_{y'} - \frac{1}{2}\sin^2\theta_0 m_{y'} = 0$, $-\frac{1}{3}\frac{\partial m_{y'}}{\partial n} + \frac{1}{2}\cos^2\theta_0 m_{y'} = 0$ 35/23

$\hat{y}'$: $\frac{1}{3}\frac{\partial m_{x'}}{\partial n} - \left(\cos\varphi\cos\theta_0 m_{x'} + \sin\varphi m_{y'}\right)\cos\varphi\cos\theta_0 + \cos^2\varphi\sin^2\theta_0 m_{x'} = 0$

$\int\frac{d\varphi}{2\pi}(\ldots)$ даст: $\frac{1}{3}\frac{\partial m_{x'}}{\partial n} - \frac{1}{2}\cos^2\theta_0 m_{x'} + \frac{1}{2}\sin^2\theta_0 m_{x'} = 0$

$\left(\frac{1}{3}\frac{\partial m_{x'}}{\partial n} - \frac{1}{2}\cos 2\theta_0 m_{x'} = 0\right)$ — с точностью до знака $\frac{\partial}{\partial n}$ и $\frac{1}{2}$ (из-за $\int d\varphi(\ldots)$) получили ур. уст. Сухих, (1.38) Пр.-Ме

$\frac{\partial\Phi}{\partial n} = (\nabla\Phi\cdot\vec{n}) = (\nabla\Phi\cdot\hat{s}) = \frac{\partial\Phi}{\partial s}$, если $\vec{n} = \hat{s}$ — нормаль к поверхности

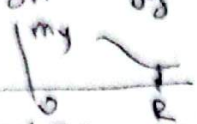
Semana Aste 20

Escaneado con CamScanner

Maiatza · Mayo

$\pm\frac{1}{|\xi|}\frac{\partial m_y}{\partial \varphi} + \frac{1}{2}\cos^2\theta_0\, m_y = 0$, Аналитич. искали $m_y(\varphi,\theta)$ и/м $\vec{H}$ вдоль. в плоскости xOz

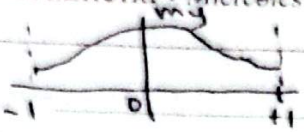
16 $\frac{\partial}{\partial n} = \frac{\partial}{\partial y}$ если сечение $x=0$. $\frac{\partial m_y}{\partial \varphi} + \frac{|\xi|}{2}\cos^2\theta_0\, m_y = 0$ | $\varphi = R$



B: $\frac{\partial m_y}{\partial \varphi} + \frac{1}{2}|\xi|\cos^2\theta_0\, m_y = 0$ $\xi = \frac{2K_s}{\mu_0 M_s^2}$ $K_s < 0$ $\xi = -|\xi|$

K_s - ПЛН (K_s

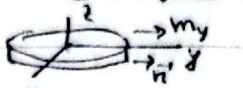
Gus'PRB'2005 дает $\pm\frac{\partial m_y}{\partial y}\cdot 2R + d\cdot m_y = 0$, и/м $y/R = \pm 1$



$\xi = x/w$ имеет смысл $\xi = \frac{y}{2R}$, $\xi = \pm\frac{1}{2}$ - границы.

Oy - ось $\perp$ границе (сечение cylind. dot By $x=0$ plane)

и/м $y/R = +1$, $\frac{\partial m_y}{\partial y} + \frac{d}{2R} m_y = 0$



сравн. $\frac{\partial m_y}{\partial y} + \frac{d}{2R} m_y = 0$ с $\frac{\partial m_y}{\partial \varphi} + \frac{1}{2}|\xi|\cos^2\theta_0\, m_y = 0$ полу чим

$d(\theta_0) = R|\xi|\cos^2\theta_0 = d(0)\cos^2\theta_0$, $d(0) = R|\xi|$

Не ?, pinning не должен $=0$ (?) и/м $\theta_0 = \pi/2$ ($\vec{M}_0$ in-plane), а должен достигать min и/м $\theta_0 = \pi/2$.

Может нельзя $E_s = -K_s(m_s)^2$ для ген. pinning?

Gus'PRB'05: $d = \frac{2\pi\left[1 - (|K_s|/\pi M_s^2 L)\right]}{P\left[a + b\ln\frac{1}{p} + \frac{Le^2}{L^2}\right]}$ ← surface m. charges + K_s ← m. fields of volume charges + exch.

т.е. расчет нельзя свести к $K_s^{eff} = \pi M_s^2 L - K_s$, $E_s = -\frac{K_s}{M_s^2}(\vec{M}\cdot\vec{n}_a)^2$

Вообще, magn. charges are dynamic.

8/IV 2004 г. была найдена m. энергия surface зарядов $m_s = \vec{m}\cdot\vec{n}$

$\frac{1}{V}W_m(S) = F(\beta)\, m_s^2(R)$, $F(\beta) = 2\beta\left[\ln\frac{8}{\beta} + \frac{3}{2}\right]$, но pinning определяется м. полем от volume charges $\operatorname{div}\vec{m}$ вблизи S - поверхности.

Note, что bound. cond. cylinder in Gus'PRB будет получаться для $\vec{M}_0 \parallel$ side surface ($M_s = 0$) ($\vec{M}_0 \parallel \hat{z}$ или vortex-centered), а магнитост. поле оказалось динамическим числом ($\vec{H}_m \sim \vec{m}$). (? это не так для ⬭).

В общем случае $\vec{M} \times \left[q\frac{\partial \vec{M}}{\partial n} + \vec{H}_m L\right] = 0$. $q = L_e^2 = 2A/M_s^2$.

$\vec{M} = \vec{M}_0 + \vec{m}$ (по $K_s = 0$), $\vec{H}_m = \vec{H}_m^0 + \vec{h}_m$, $\vec{M}_0$ - uniform (FMR), $\vec{h}_m \sim \vec{m}$

$(\vec{M}_0 + \vec{m}) + \left[q\frac{\partial \vec{m}}{\partial n} + L\vec{H}_m^0 + L\vec{h}_m\right] = 0$, $\vec{M}_0 \times \vec{H}_m^0 = 0$ - equil.

$\vec{M}_0 \times \left[q\frac{\partial \vec{m}}{\partial n} + L\vec{h}_m\right] + L\vec{m} \times \vec{H}_m^0 = 0$, $\frac{\vec{M}_0}{M_s} = (\underset{x}{\sin\theta_0}, \underset{y}{0}, \underset{z}{\cos\theta_0})$

$M_\varphi^0 = M_x\cos\varphi + M_y\sin\varphi = M_s\sin\theta_0\cos\varphi$

136/229 $M_\varphi^0 = -M_x\sin\varphi + M_y\cos\varphi = -M_s\sin\theta_0\sin\varphi$

$(\vec{H}_m^0)_\varphi = \int dz' \int d^2\vec{s}' \left[\underbrace{G_{\varphi\varphi}M_\varphi^0}_{\parallel 0 \text{ и/м } \int d\rho d\varphi'} + \underbrace{G_{\varphi\varphi}M_\rho^0}_{\parallel 0 \text{ и/м } \int d\rho d\varphi'} + \underbrace{G_{\varphi z}M_z^0}_{0 \text{ ур. по } z}\right] = 0$ если усредн. по "φ"

$(\vec{H}_m^0)_\varphi = \int dz' \int d^2\vec{s}' \left[\underbrace{G_{\varphi\varphi}M_\varphi^0}_{\parallel 0} + \underbrace{G_{\varphi\rho}M_\rho^0}_{\parallel 0} + \underbrace{G_{\varphi z}M_z^0}_{\parallel 0 \text{ ур. по } z}\right] = 0$ -"-

$(\vec{H}_m^0)_z = \int dz' \int d^2\vec{s}' \left[\underbrace{G_{z\varphi}M_\varphi^0}_{\parallel 0} + \underbrace{G_{z\rho}M_\rho^0}_{\neq 0} + G_{zz}M_z^0\right] \neq 0$

Escaneado con CamScanner

$G_{\alpha\beta}(\vec{s},\vec{s}') = -\frac{\partial^2}{\partial x_\alpha \partial x_\beta'} \int dk\, e^{k|z-z'|} \sum_\mu J_\mu(ks) J_\mu(ks') e^{i\mu(\varphi-\varphi')}$

$\left(\frac{\partial}{\partial x}\right)_{x'} = \frac{1}{s}\frac{\partial}{\partial \varphi} + \frac{\partial}{\partial s}$

$(H_m^0)_\alpha = -N_{\alpha\beta} M_\beta^0$ B xyz : $H_m^{0\alpha} = -N_{\alpha\beta} M_\beta^0$, т.к. $N_{\alpha\beta}$ - диаг.

$h_m^s = \int dz' \int d^2s' \left[G_{ss} m_s + G_{s\varphi} m_\varphi + G_{sz} m_z \right]$

В x'y'z', $\vec{m} = (m_{x'}, m_{y'}, 0)$. B xyz : $\vec{m} = (m_x, m_y, m_z)$ $\begin{cases} m_x = m_{x'}\cos\theta_0 \\ m_y = m_{y'} \\ m_z = -m_{x'}\sin\theta_0 \end{cases}$

$m^s = m_x \cos\varphi + m_y \sin\varphi \sim \sin\varphi, \cos\varphi$, т.к.

$m^\varphi = -m_x \sin\varphi + m_y \cos\varphi \sim \sin\varphi, \cos\varphi$ $m_{x'}, m_{y'} = \text{Const}_{(z,\varphi)}$ для FMR.

Только $m_z = -m_{x'}\sin\theta_0$ от $\sin\varphi, \cos\varphi$ не зависит.

Но по "φ" надо усреднить не $\vec{H}_m^0$, $\vec{h}_m$, а сами в. conditions.

One Saturated cylinder с $H_m^0 = -4\pi M_s \hat{z}$ $\vec{M}_0 = M_s \hat{z}$.

В x'y'z' с $Oz' \parallel \vec{M}_0$: $\vec{M}_0 \times \frac{\partial \vec{m}}{\partial n} = \begin{vmatrix} \hat{x}' & \hat{y}' & \hat{z}' \\ 0 & 0 & 1 \\ \frac{\partial m_{x'}}{\partial n} & \frac{\partial m_{y'}}{\partial n} & 0 \end{vmatrix} M_s = \hat{y}' M_s \frac{\partial m_{x'}}{\partial n} - \hat{x}' M_s \frac{\partial m_{y'}}{\partial n}$

$\vec{M}_0 \times \vec{h}_m = \begin{vmatrix} \hat{s}' & \hat{\varphi}' & \hat{z}' \\ 0 & 0 & 1 \\ h_m^{s'} & h_m^{\varphi'} & h_m^{z'} \end{vmatrix} = \hat{\varphi}' h_m^{s'} - \hat{s}' h_m^{\varphi'} = \hat{y}' h_m^{x'} - \hat{x}' h_m^{y'}$

$\vec{m} \times \vec{H}_m^0 = \begin{vmatrix} \hat{x}' & \hat{y}' & \hat{z}' \\ m_{x'} & m_{y'} & 0 \\ H_m^{0x'} & H_m^{0y'} & H_m^{0z'} \end{vmatrix} = \hat{x}' m_{y'} H_m^{0z'} - \hat{y}' m_{x'} H_m^{0z'} + \hat{z}' \left[m_{x'} H_m^{0y'} - m_{y'} H_m^{0x'} \right]$

если $\vec{H}_m^0 \parallel \vec{M}_0$

Берем проекцию $\hat{x}'$: $-q M_s \frac{\partial m_{y'}}{\partial n} + L h_m^{y'} H + L m_{y'} H_m^{0z'} = 0$

$h_m^{y'} = h_m^y = h_m^s \sin\varphi + h_m^\varphi \cos\varphi$. Надо $\langle h_m^y \rangle_\varphi$ - ? см. 21/2.

После $\int dz dz'$: $h_m^s = \int d^2s' \left[g_{ss} m_s + g_{s\varphi} m_\varphi \right]$

$h_m^y = \sin\varphi \int d^2s' \left[g_{ss} (m_x \cos\varphi' + m_y \sin\varphi') + g_{s\varphi}(-m_x \sin\varphi' + m_y \cos\varphi') \right]$

$m_{x,y}(\vec{s}')$ от φ' не зависят. $g_{\alpha\beta}(\vec{s},\vec{s}') = \frac{1}{L}\int dz dz' G_{\alpha\beta}(\vec{r},\vec{r}')$

$g_{ss} = \sum_\mu a_\mu e^{i\mu(\varphi-\varphi')}$ $\langle h_m^y \rangle_\varphi \sim \int_0^{2\pi} d\varphi \sin\varphi \left[g_{ss}(m_x \cos\varphi' + m_y \sin\varphi') + g_{s\varphi}(-m_x \sin\varphi' + m_y \cos\varphi') \right]$

$\int d\varphi d\varphi' g_{ss} \sin\varphi \cos\varphi' = \sum_\mu a_\mu \int d\varphi d\varphi' \sin\varphi \cos\varphi' e^{i\mu\varphi} e^{-i\mu\varphi'} =$

$= \sum_\mu a_\mu \int d\varphi \frac{1}{2i}\left(e^{i\varphi} - e^{-i\varphi}\right) e^{i\mu\varphi} \int d\varphi' \frac{1}{2}\left(e^{i\varphi'} + e^{-i\varphi'}\right) e^{-i\mu\varphi'} = \sum_\mu a_\mu \frac{(2\pi)^2}{4i}\left(\delta_{\mu,-1} - \delta_{\mu,1}\right) \times$

$\times \left(\delta_{\mu,1} + \delta_{\mu,-1}\right) = \frac{(2\pi)^2}{4i} \sum_\mu a_\mu \left(\delta_{\mu,-1} - \delta_{\mu,1}\right) = \frac{(2\pi)^2}{4i}(a_{-1} - a_1) = 0$, т.к. $a_\mu - 2\sigma$. (μ)

137/22

$\int d\varphi d\varphi' g_{ss} \sin\varphi \sin\varphi' = \frac{(2\pi)^2}{2i \cdot 2i} \sum_\mu a_\mu \left(\delta_{\mu,-1} - \delta_{\mu,+1}\right)\left(\delta_{\mu,1} - \delta_{\mu,-1}\right) = 2$

$= -\frac{(2\pi)^2}{(-4)} \sum_\mu a_\mu \left(\delta_{\mu,1} + \delta_{\mu,-1}\right) = \frac{(2\pi)^2}{4}\left(a_1 + a_{-1}\right) = \frac{(2\pi)^2}{4} 2a_1 \neq 0$

$g_{s\varphi} = \sum_\mu b_\mu e^{i\mu(\varphi-\varphi')}$ не $\neq 0$ будет $\int d\varphi d\varphi' \sin\varphi\, g_{s\varphi} \cos\varphi'$, т.к. b_μ - нечет.

$g_{s\varphi} = \frac{1}{2\pi} \sum_\mu g_\mu^{s\varphi} e^{i\mu(\varphi-\varphi')}$ $g_\mu^{s\varphi} = (\dots)$. $G_{s\varphi} = -\frac{\partial}{\partial s}\frac{\partial}{\partial s'} \int dk\, e^{-(\cdot)} \sum_\mu J_\mu J_\mu(\cdot) e^{i\mu\Delta\varphi} =$

$= \frac{1}{s_1} i\mu \int dk\, e^{-(\cdot)} \sum_\mu \frac{\partial J_\mu}{\partial s} J_\mu(\cdot) e^{i\mu(\varphi-\varphi')}$, $G_{s\varphi}(\mu) \sim \mu$.

Escaneado con CamScanner

Maiatza · Mayo

$g^{\alpha\beta}_{-\mu} = g^{\alpha\beta *}_{\mu}$, $g_{\alpha\beta} = \sum_\mu g^{\alpha\beta}_\mu e^{i\mu(\varphi-\varphi')}$, $g^{ss}_\mu, g^{s\varphi}_\mu, g^{\varphi\varphi}_\mu$ – коэффиц.

18

$g^{ss}_\mu, g^{\varphi\varphi}_\mu$ – чет. по μ. $g^{s\varphi}_\mu = i\mu f_\mu$, $g^{s\varphi}_{-\mu} = -i\mu f_\mu$ – нечет. по μ.

Вечер

$g^{s\varphi}_\mu + g^{s\varphi}_{-\mu} = i\mu f_\mu + (-i\mu) f_{-\mu} = 0$, $g^{s\varphi}_\mu - g^{s\varphi}_{-\mu} = 2 g^{s\varphi}_\mu$

Ostirala Viernes

$\int d\varphi d\varphi' g_{s\varphi} \sin\varphi \cos\varphi' \sim (b_{-1} - b_1) \sim \mathrm{Im}(g^{s\varphi}_1) \neq 0$

$\int d\varphi d\varphi' g_{s\varphi} \sin\varphi \sin\varphi' \sim (b_{-1} + b_1) \sim \mathrm{Re}(g^{s\varphi}_1) = 0$, $g^{s\varphi}_\mu$ – чисто мнимое

Поэтому $\int d\varphi(\dots) \to h^y_m = \int d^2\vec{\rho}' \left[g_{ss} \sin\varphi \sin\varphi' + g_{s\varphi} \sin\varphi \cos\varphi' \right] m_y = \lambda(\vec{\rho})\, m_y$

не зависимость

$H^{oz'}_m = H^{ox}_m \sin\theta_0 + H^{oz}_m \cos\theta_0$ – не есть функция φ.

Граничное $\hat{x}'$ of bound. condition: $-\frac{q M_s}{L} \frac{\partial m_y}{\partial n} - \lambda(\vec{\rho}) m_y M_s + L H^{oz'}_m m_y = 0$

$\lambda(\vec{\rho}, \varphi) \to \langle \lambda(\rho,\varphi) \rangle_\varphi = \lambda(\rho)$, а $\rho = R$.

$-\frac{q M_s}{L} \frac{\partial m_y}{\partial n} + \left[H^{oz'}_m - \lambda \right] m_y = 0$, $H^{oz'}_m = -N_{xx} M_s \sin\theta_0 \cdot \sin\theta_0 - N_{zz} M_s \cos\theta_0 \cos\theta_0 =$

$N_x << N_z$ и $H^{oz'}_m \approx -N_z M_s \cos^2\theta_0$. $= -M_s (N_x \sin^2\theta_0 + N_z \cos^2\theta_0)$

λ от θ_0 не зависит $\frac{\partial m_y}{\partial n} + \frac{L}{q M_s} \left[\lambda - N_z M_s \cos^2\theta_0 \right] m_y = 0$, знак?

$\lambda \sim g_{ss}, g_{s\varphi} \sim f(\beta k) \xrightarrow[\beta \to 0]{} 0$. При $\beta \to 0$ $\frac{\partial m_y}{\partial n} + \frac{N_z L}{q} \cos^2\theta_0 \cdot m_y = 0$ (нет)

$\frac{\partial}{\partial n} = \frac{\partial}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} R^{-1}$, $y = y/R$.

$\frac{\partial m_y}{\partial y} + d(\theta_0) m_y = 0$ где $d(\theta_0) = \frac{N_z L R}{q} \cos^2\theta_0 = d(0) \cos^2\theta_0$.

$d(0) = \frac{N_z L R}{2A/M_s^2} = N_z \frac{LR}{L_e^2}$, а было $d(\theta_0) \sim \cos^2\theta_0$ с $d(0) = R\xi = R \frac{2K_s}{L^2 M_s^2}$

$d(0) = 4\pi \frac{LR}{L_e^2}$, было $d(0) = \frac{2R}{L_e^2} \frac{K_s}{M_s^2}$, совпадут при $K_s = 2\pi M_s^2 L$

Но при $\theta_0 \to \pi/2$ надо учитывать $\lambda \neq 0$, $N_x \neq 0$. и $d(\pi/2)$ – конечен.

$d(0) \approx 4\pi \frac{50 \cdot 500\,(nm)^2}{(20)^2\, nm^2} = 4\pi (2.5)^2 (5)^2 >> 1$, $d(0)_{exp} \approx 13$ всего.

$\theta_0 = 0$ отдельно проверим. $(\vec{m} \times \vec{H}^0_m)_x = m_y H^{oz}_m$, $\vec{H}^0_m \approx -4\pi M_s \hat{z} = -4\pi \vec{M}_0$

$\vec{M}_0 \times [\dots] + L\vec{m} \times (-4\pi) \vec{M}_0 = 0$, $q \frac{\partial \vec{m}}{\partial n} + L \vec{h}_m + 4\pi L \vec{m} = 0$

138/227 Чтоб сравнить, надо с 4π, h_m должно $\sim 4\pi m$, но $h_m \sim$

$\sim g_{ss}, g_{s\varphi} \sim f(\beta k) \sim \beta << 1$, $\vec{m} = (m_x, m_y, 0)$ in-plane.

$\vec{h}_m$ – dynamic Все же может быть $\sim 4\pi M_s$ возле края

20

Larunbata · Sábado Domingo · Igandea

тогда $h_m = h_s + h_v \approx -2\pi m_y + B\beta \frac{\partial m_y}{\partial n}$

139/226 Здесь $h_v \sim \beta \frac{\partial m_y}{\partial n} \to \frac{q}{L} \frac{\partial m_y}{\partial n}$ (exchange) и разделить на него получим

уменьшенный priming. См. 10, 23/IX 2004 г, там только dynamic $\vec{h}_m$,

но задача для stripe ($\vec{M}_0 \| oy$ и vortex-centered ($\vec{M}_0 \| oz$). Надо найти λ.

$\lambda = h^y_m / m_y = \int d^2\vec{\rho}' \sin\varphi \left[g_{ss} \sin\varphi' + g_{s\varphi} \cos\varphi' \right]$ – нечетно, надо еще h_m.

$h^y_m = \int d^2\vec{\rho}' \left[g_{yx} m_x + g_{yy} m_y + \underbrace{g_{yz}}_{=0} m_z \right] =$ | См. 28/II 2005 г. |

$= \int d^2\vec{\rho}' m_x \left[(g_{ss} - g_{s\varphi}) \cos\varphi' \dots \right] + O(m_y)$.

20 Aste · Semana

Escaneado con CamScanner

$h_m^s = h_m^s \sin\varphi + h_m^\varphi \cos\varphi = \sin\varphi \int d^2\vec{s}' \left[g_{ss} (m_x \cos\varphi' + m_y \sin\varphi') + g_{s\varphi} (-m_x \sin\varphi' + m_y \cos\varphi') \right] + \cos\varphi \int d^2\vec{s}' \left[g_{\varphi s} (m_x \cos\varphi' + m_y \sin\varphi') + g_{\varphi\varphi} (-m_x \sin\varphi' + m_y \cos\varphi') \right] = (m_x) \int d^2\vec{s}' \left[g_{ss} \sin\varphi \cos\varphi' - g_{s\varphi} \sin\varphi \sin\varphi' + g_{\varphi s} \cos\varphi \cos\varphi' - g_{\varphi\varphi} \cos\varphi \sin\varphi' \right] + (m_y) \int d^2\vec{s}' \left[g_{ss} \sin\varphi \sin\varphi' + g_{s\varphi} \sin\varphi \cos\varphi' + g_{\varphi s} \cos\varphi \sin\varphi' + g_{\varphi\varphi} \cos\varphi \cos\varphi' \right]$, $m_{x,y} = f(s)$.

$G_{\alpha\beta}(\vec{r},\vec{r}') = -\frac{\partial}{\partial z}\frac{1}{|z-z'|}\frac{\partial}{\partial z'} = -\frac{\partial^2}{\partial x_\alpha \partial x'_\beta} \int dk\, e^{-k|z-z'|} \sum_\mu J_\mu(ks) J_\mu(ks') e^{i\mu(\varphi-\varphi')}$

$g_{\alpha\beta}(\vec{s},\vec{s}') = \frac{1}{L}\int dz\, dz' G_{\alpha\beta}(\vec{r},\vec{r}') = -\frac{\partial^2}{\partial x_\alpha \partial x'_\beta} 2\int \frac{dk}{k} f(kL) \sum_\mu J_\mu J_\mu(\cdot) e^{i\mu(\varphi-\varphi')}$

$\delta_{\alpha\beta}$ $\frac{1}{L}\int_0^L dz\, dz' e^{-k|z-z'|} = \frac{1}{kL} f(kL)$, $f(x) = 1 - \frac{1}{x}(1-e^{-x})$.

$g_{ss}(\vec{s},\vec{s}') = -2\frac{\partial^2}{\partial s \partial s'} \int \frac{dk}{k} f \sum_\mu J_\mu J_\mu(\cdot) e^{i\mu(\varphi-\varphi')}$

$g_{s\varphi}(\vec{s},\vec{s}') = -2\frac{\partial}{\partial s}\frac{1}{s}\frac{\partial}{\partial \varphi'}(\cdot) = \frac{2i}{s}\frac{\partial}{\partial s}\int \frac{dk}{k} f \sum_\mu \mu J_\mu J_\mu(\cdot) e^{i\mu(\varphi-\varphi')}$

$g_{\varphi s}(\vec{s},\vec{s}') = -2\frac{1}{s}\frac{\partial}{\partial \varphi}\frac{\partial}{\partial s'}(\cdot) = -\frac{2i}{s}\frac{\partial}{\partial s}\int \frac{dk}{k} f \sum_\mu \mu J_\mu J_\mu(\cdot) e^{i\mu(\varphi-\varphi')}$

$g_{\varphi\varphi}(\vec{s},\vec{s}') = -2\frac{\partial}{\partial \varphi}\frac{1}{s}\frac{\partial}{\partial \varphi'}(\cdot) = -\frac{2}{ss'}\int \frac{dk}{k} f \sum_\mu \mu^2 J_\mu J_\mu(\cdot) e^{i\mu(\varphi-\varphi')}$

$g_{\alpha\beta}(\vec{s},\vec{s}') = \sum_\mu g_\mu^{\alpha\beta}(ss') e^{i\mu(\varphi-\varphi')}$, $g_\mu^{ss} = -2\frac{\partial^2}{\partial s \partial s'}\int \frac{dk}{k} f J_\mu J_\mu(\cdot)$

$g_\mu^{ss}(ss')$. $g_\mu^{s\varphi} = \frac{2i}{s}\frac{\partial}{\partial s}\int \frac{dk}{k} f J_\mu J_\mu(\cdot)$, $g_\mu^{\varphi s} = -\frac{2i}{s}\frac{\partial}{\partial s'}\int \frac{dk}{k} f J_\mu J_\mu(\cdot)$

$g_\mu^{\varphi\varphi} = -\frac{2}{ss'}\mu^2 \int \frac{dk}{k} J_\mu J_\mu(ks')$, Def. $F_\mu(ss') = \int \frac{dk}{k} f(kL) J_\mu(ks) J_\mu(ks')$

$g_\mu^{ss} = -2\frac{\partial^2 F_\mu}{\partial s \partial s'}$, $g_\mu^{s\varphi} = \frac{2i\mu}{s}\frac{\partial F_\mu}{\partial s}$, $g_\mu^{\varphi s} = -\frac{2i\mu}{s}\frac{\partial F_\mu}{\partial s'}$, $g_\mu^{\varphi\varphi} = -\frac{2}{ss'}\mu^2 F_\mu$.

$F_\mu = F_{-\mu}$, $g_\mu^{ss,\varphi\varphi} = g_{-\mu}^{ss,\varphi\varphi}$, $g_{-\mu}^{s\varphi,\varphi s} = -g_\mu^{s\varphi,\varphi s} = \left(g_\mu^{s\varphi,\varphi s}\right)^*$

$\int d\varphi'$ ecua b $d^2\vec{s}'$, a no $\int d\varphi(\ldots)$ jarraitzen.

$\int d\varphi\, d\varphi' e^{i\mu(\varphi-\varphi')} \sin\varphi \sin\varphi' = \left|\int d\varphi\, e^{i\mu\varphi} \sin\varphi\right|^2 = \left|\frac{2\pi}{2i}(\delta_{\mu,-1} - \delta_{\mu,1})\right|^2 = \pi^2(\delta_{\mu,-1} + \delta_{\mu,1})$, $\int d\varphi\, d\varphi' e^{i\mu(\varphi-\varphi')} \cos\varphi \cos\varphi' = \pi^2(\delta_{\mu,-1} + \delta_{\mu,1})$

$\int d\varphi\, d\varphi' e^{i\mu(\varphi-\varphi')} \sin\varphi \cos\varphi' = \frac{\pi}{i}(\delta_{\mu,-1} - \delta_{\mu,1})\pi(\delta_{\mu,-1} + \delta_{\mu,1}) = \frac{\pi^2}{i}(\delta_{\mu,-1} - \delta_{\mu,1})$

$\int d\varphi\, d\varphi' e^{i\mu(\varphi-\varphi')} \cos\varphi \sin\varphi' = \pi(\delta_{\mu,-1} + \delta_{\mu,1})\frac{(-\pi)}{i}(\delta_{\mu,-1} - \delta_{\mu,1}) = -\frac{\pi^2}{i}(\delta_{\mu,-1} - \delta_{\mu,1})$

$\int d\varphi\, d\varphi' g_{\alpha\beta} \begin{matrix}\sin\varphi \sin\varphi' \\ \cos\varphi \cos\varphi'\end{matrix} = \sum_\mu \int d\varphi\, d\varphi' \begin{matrix}\sin\varphi \sin\varphi' \\ \cos\varphi \cos\varphi'\end{matrix} g_\mu^{\alpha\beta} e^{i\mu(\varphi-\varphi')} =$

$= \pi^2 \sum_\mu g_\mu^{\alpha\beta}(\delta_{\mu,-1} + \delta_{\mu,1}) = \pi^2(g_{-1}^{\alpha\beta} + g_1^{\alpha\beta}) = \pi^2 \begin{cases} 2g_1^{\alpha\beta}, & ecuu\ ss,\varphi\varphi \\ 0, & ecuu\ s\varphi,\varphi s \end{cases}$

$\int d\varphi\, d\varphi' g_{\alpha\beta} \begin{matrix}\sin\varphi \cos\varphi' \\ \cos\varphi \sin\varphi'\end{matrix} = \sum_\mu g_\mu^{\alpha\beta} \int d\varphi\, d\varphi' \begin{matrix}\sin\varphi \cos\varphi' \\ \cos\varphi \sin\varphi'\end{matrix} e^{i\mu(\varphi-\varphi')} = \pm \sum_\mu g_\mu^{\alpha\beta} \frac{\pi^2}{i}(\delta_{\mu,-1} - \delta_{\mu,1}) =$

$= \pm\frac{\pi^2}{i}(g_{-1}^{\alpha\beta} - g_1^{\alpha\beta}) = \pm\pi^2 i(g_1^{\alpha\beta} - g_{-1}^{\alpha\beta}) = \begin{cases} 0, & ss,\varphi\varphi \\ 2g_1^{\alpha\beta}, & s\varphi,\varphi s \end{cases} (\pm\pi^2 i)$

T.e $\int d\varphi\, d\varphi'$ ocuaba. sin-sin, cos-cos gue $g_{ss}, g_{\varphi\varphi}$, eta sin-cos gue $g_{s\varphi,\varphi s}$.

Escaneado con CamScanner

Все члены с m_x выпадают из h^y_m при $\int d\varphi \int d\varphi' (\dots)$.
Считаем $m_{x,y} = f(\rho)$ только.

Maiatza — Mayo

22

Asteartea — Martes

$$\langle h^y_m \rangle_\varphi = \int \frac{d\varphi}{2\pi} \int d^2\vec{\rho}\, m_y(\rho) \left[g_{\rho\rho} \sin\varphi \sin\varphi' + g_{\rho\varphi} \sin\varphi \cos\varphi' + g_{\varphi\rho} \cos\varphi \sin\varphi' + g_{\varphi\varphi} \cos\varphi \cos\varphi' \right] = \frac{1}{2\pi} \int d\rho' \rho' m_y(\rho') \left[2\pi^2 g_1^{\rho\rho} + 2\pi^2 g_1^{\varphi\varphi} + 2\pi^2 i\, g_1^{\rho\varphi} - 2\pi^2 i\, g_1^{\varphi\rho} \right]$$

$$\langle h^y_m \rangle_\varphi = \pi \int d\rho' \rho' m_y(\rho') \left[g_1^{\rho\rho} + g_1^{\varphi\varphi} + i g_1^{\rho\varphi} - i g_1^{\varphi\rho} \right]$$

$$[\cdot] = g_1^{\rho\rho} + g_1^{\varphi\varphi} + i g_1^{\rho\varphi} - i g_1^{\varphi\rho} = -2 \frac{\partial^2 F_1}{\partial\rho \partial\rho'} - \frac{2}{\rho\rho'} F_1 + i \frac{2i}{\rho'} \frac{\partial F_1}{\partial\rho} - i \frac{(-2i)}{\rho} \frac{\partial F_1}{\partial\rho'} =$$

$$= -2 \left[\frac{1}{\rho\rho'} F_1 + \frac{1}{\rho'} \frac{\partial F_1}{\partial\rho} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial F_1}{\partial\rho'} + \frac{\partial^2 F_1}{\partial\rho \partial\rho'} \right], \quad F_1(\rho\rho') = \int \frac{dk}{k} f(kL) J_1(k\rho) J_1(k\rho')$$

$$[\cdot] = -2 \int dk\, k f(kL) \left[\frac{J_1(x)}{x} \frac{J_1(x')}{x'} + \frac{dJ_1(x)}{dx} \frac{J_1(x')}{x'} + \frac{dJ_1(x')}{dx'} \frac{J_1(x)}{x} + J_1'(x) J_1'(x) \right] =$$

$$(x = k\rho)$$

$$= -2 \int dk\, k f(kL) \left[\frac{J_1(x)}{x} + J_1'(x) \right] \left[\frac{J_1(x')}{x'} + J_1'(x') \right]$$

$$\frac{d}{x} Z_d(x) + \frac{dZ_d(x)}{dx} = Z_{d-1}(x), \quad \frac{1}{x} J_1(x) + J_1'(x) = J_0(x)$$

$$[\cdot] = -2 \int dk\, k f(kL) J_0(k\rho) J_0(k\rho') \quad \text{— проверить}$$

$$\langle h^y_m \rangle_\varphi = -2\pi \int d\rho' \rho' m_y(\rho') \int dk\, k f(kL) J_0(k\rho) J_0(k\rho'), \quad \frac{\rho}{R} \to \rho, \quad t = kR.$$

усред. по φ →

$$h^y_m(\rho) = -2\pi \int d\rho' \rho' m_y(\rho') \int_0^\infty dt\, t f(\beta t) J_0(t\rho) J_0(t\rho')$$

$$f(\beta t) = 1 - \frac{1}{\beta t}(1 - e^{-\beta t}) \qquad \int_0^\infty dt\, t J_0(t\rho) J_0(t\rho') = \frac{1}{\rho} \delta(\rho - \rho')$$

$$\to h^y_m(\rho) = -2\pi m_y(\rho) + \frac{2\pi}{\beta} \int_0^1 d\rho' \rho' m_y(\rho') \int dt \left(1 - e^{-\beta t}\right) J_0(t\rho) J_0(t\rho')$$

$$h^y_m(\rho) = h_S(\rho) + h_V(\rho), \quad h_S(\rho) = -2\pi m_y(\rho) = -2\pi m_y(1) -$$

$$g_{zz}(\rho, \rho') = -\frac{4\pi}{\beta} \int dt \left(1 - e^{-\beta t}\right) J_0(t\rho) J_0(t\rho'). \qquad \text{— вертикал. surf. член.}$$

Def. $g(\rho\rho') = -2\pi \int dt\, t f(\beta t) J_0(t\rho) J_0(t\rho')$, $\quad h^y_m(\rho) = \int d\rho' \rho' m_y(\rho') g(\rho\rho')$

$$h_S(\rho) = \underset{\rho \to 1-0}{m_y(1)} \int d\rho' \rho' g(\rho, \rho'), \quad \int_0^1 d\rho' \rho' J_0(t\rho') = \frac{1}{t^2} t\rho' J_1(t\rho') \Big|_0^1 = \frac{J_1(t)}{t}$$

$$h_S(\rho) = m_y(1) \int d\rho' \rho' (-2\pi) \int dt\, t f(\beta t) J_0(t\rho) J_0(t\rho') = -2\pi m_y(1) \int dt f(\beta t) J_1(t) J_0(t\rho)$$

16/IV опт. а в eq. аналогично $h^y_m(\rho) = \int d\rho' \rho' g(\rho\rho') m_y(\rho')$

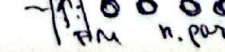
взял $m_y(\rho') \approx m_y(\rho) + \frac{\partial m_y}{\partial\rho}(\rho' - \rho)$, $\rho = 1$, это дало h_S и h_V.

(18/I) подал док. на продление Tarjeta de Residencia. I и A. appl. Будут готовы через ~ 2 нед. после Dec. 5. // Встреча и краткое обсуждение с V. Estevez. Анализ ответов Referee of JAP ~ Nanopil. MPD. — мнение о V. Estevez.

1427223 Беседа с V. Estevez - postdoc candidate. Беседа с Бел. о ее трудностях. Звонил Фархад: отправил ему Support Lett., обещал вкл. (??) мнение в F/N/F dyn. paper.

(19/I) подал application на postdoc с V. Estevez (хотя объявл. удалили, но application мы подали). Доклад V. Estevez „TMR in nanoparticle 1D arrays" у меня в комн. Были Arantxa и Валентина. Обобщение kinetic simul. Monte-Carlo by Estevez: 1) рассм. динамику FM electrods, 2) случай nanoparticles вместо FM с разными $\vec{M}$ п.

21 Asteartea - Semana



// Обед с Julien и Virginia. JAP - дек.

Escaneado con CamScanner

FMR pinning

$h^y_m(\rho) = \int d\rho' \rho' g(\rho\rho') m_y(\rho') = \int d\rho' \rho' g(\rho,\rho') \left[m_y(\rho) + \frac{\partial m_y}{\partial \rho'}\Big|_{\rho'=\rho} (\rho'-\rho) \right]$

$h^y_m(\rho) = m_y(\rho) \int d\rho' \rho' g(\rho,\rho') + \frac{\partial m_y}{\partial \rho} \cdot \int d\rho' \rho' g(\rho\rho')(\rho'-1)$

Логарифм $\int d\rho' \rho' g(\rho\rho') = J(\rho,\beta) \approx -2\pi + O(\beta)$ при $\rho \to 1-0$, $\beta \ll 1$.

$\int d\rho' \rho'^2 g(\rho\rho') = (-2\pi) \int d\rho' \rho'^2 \int dt\, f(\beta t)\, J_0(t\rho)\, J_0(t\rho')$

$\int d\tau\, x^2 J_0(x) = \left| \begin{matrix} x J_0(x) dx = dv \\ x = u \end{matrix} \right| = x^2 J_1(x) - \int x J_1(x)\, dx$ — не берется.

Расчет $J_\rho(\rho,\beta) = -\frac{1}{2\pi} J(\rho,\beta) = \int dt\, f(\beta t) J_1(t) J_0(t\rho)$, $\rho \to 1-0$.

$J_\rho(\rho,\beta) = \int_0^\infty dt\, J_1(t) J_0(t\rho) - \frac{1}{\beta} \int \frac{dt}{t} (1 - e^{-\beta t}) J_1(t) J_0(t\rho) = \frac{1}{\rho} \int_0^\infty dt\, J_0(\tau) J_1\left(\frac{1}{\rho}\tau\right) -$

$-\frac{1}{\beta} J_1(\beta) = \left| J_1(\beta) \text{ при } \rho = 1 \text{ см. 16/IX оч.} \right| = \frac{1}{\rho} \rho - \frac{1}{\beta}\left[\frac{1}{2}\beta - \frac{\beta^2}{4\pi}\left(\ln\frac{8}{\beta} + \frac{1}{2} \right) \right] =$

$= \frac{1}{2} + \frac{\beta}{4\pi}\left(\ln\frac{8}{\beta} + \frac{1}{2} \right)$. $J_\rho(\beta, \rho \to 1-0) = \frac{1}{2} + O(\beta)$.

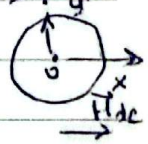
$h_\rho(\rho \to 1-0) = -2\pi m_y(1)\, J_\rho(\beta, \rho \to 1-0) = -\pi m_y(1) + O(\beta)$.

Скачок h^y_m на поверхности $\rho = R$ вдоль Oy будет $2\pi m_y(R)$? Или $\pi m_y(1)$? Скачок $h_\rho = 4\pi (\vec{m}\cdot\vec{n})_\rho = 4\pi m_\rho$ и $h_\rho(\rho \to 1-0) = -2\pi m_\rho(\rho \to 1-0)$. У нас $\langle h^y_m \rangle_\varphi$ с $\rho \to 1-0$, т.е. не h_ρ а h_y, еще и усредненная по всей поверхности $\int d\varphi (\dots)$.

Даже если dynamic $m_x(\vec{\rho})$, $m_y(\vec{\rho})$ будут $m_x(\rho)$, $m_y(\rho)$ – radial sym., $h_y(\rho,\varphi) = \int d^2\vec{\rho}' \left[g_{yx} m_x + g_{yy} m_y \right]$ все равно есть $F(\varphi)$.

Структура $h^y_m(\rho,\varphi) = a \sin\varphi\cos\varphi (m_x) + b \sin^2\varphi\, (m_y)$ и (m_x) тоже уходит или $\int_0^{2\pi} d\varphi (\dots)$. Но зачем $\langle \dots \rangle_\varphi = \frac{1}{2\pi} \int d\varphi (\dots)$?

Ведь надо объяснить гр. усл. вдоль Oy, т.е. $\varphi = \pi/2$.



Oz' – ось квантования $\| \vec{M}_0$. Гр. условие (проекция на $\hat{x}'$):

$$-q M_s \frac{\partial m_y}{\partial n} - L h^y_m M_s + L m_y H^{oz'}_m = 0.$$

$h^y_m(\rho,\varphi)$, $m_y(\rho,\varphi)$ – берутся на поверхн. доле, боковой, $\rho = 1$, но φ – arbitrary. Следуя micromag. simul. Arantxa, берем $\frac{\partial}{\partial n} = \frac{\partial}{\partial y}$ и $\varphi = \pi/2$ – разные $m_y(\rho,\varphi)$ вдоль Oy, т.е. $m_y(y)$!

$h^y_m(\rho,\varphi) = h^\rho_m \sin\varphi + h^\varphi_m \cos\varphi$, $\varphi = \pi/2 \to h^y_m(\rho) = h^\rho_m(\rho)$.

$h^y_m(\rho,\pi/2) = \int d^2\vec{\rho}'\, m_x(\rho') \left[g_{\rho\rho}\cos\varphi' - g_{\rho\varphi}\sin\varphi' \right] + \int d^2\vec{\rho}'\, m_y \left[g_{\rho\rho}\sin\varphi' + g_{\rho\varphi}\cos\varphi' \right]$

$g_{\alpha\beta}(\vec{\rho},\vec{\rho}') = \sum_\mu g^{\alpha\beta}_\mu(\rho\rho')\, e^{i\mu(\varphi-\varphi')}$, $g^{\alpha\beta}_\mu$ – см. 17/I.

143/222

$\int d\varphi' \sum_\mu g^{\alpha\beta}_\mu e^{i\mu(\varphi-\varphi')} \sin\varphi' = \sum_\mu g^{\alpha\beta}_\mu e^{i\mu\varphi} \int d\varphi' e^{-i\mu\varphi'} \sin\varphi' = \left| \frac{1}{2i}(e^{i\varphi} - e^{-i\varphi}) \right|$

$= \sum_\mu g_\mu e^{i\mu\varphi} \frac{\pi}{i} (\delta_{\mu 1} - \delta_{\mu,-1}) = \frac{\pi}{i} (g_1 e^{i\pi/2} - g_{-1} e^{-i\pi/2}) = \pi (g^{\alpha\beta}_1 + g^{\alpha\beta}_{-1}) \neq 0$

$\sum_\mu g^{\alpha\beta}_\mu e^{i\mu\varphi} \int d\varphi' e^{-i\mu\varphi'} \cos\varphi' = \sum_\mu g_\mu e^{i\mu\varphi} \pi (\delta_{\mu,-1} + \delta_{\mu 1}) = \pi \left(g_{\mu=1} e^{i\pi/2} + g_{-1} e^{-i\pi/2} \right) e^{i\varphi}$ если только g_φ

$= \pi i (g_1 - g_{-1}) = 2\pi i g_1$ и $\neq 0$ только для $g_{\varphi,\varphi}$. (m_x) выпадает при $\int_0^{2\pi} d\varphi (\dots)$.

$h^y_m(\rho,\pi/2) = \int d\rho' \rho' m_y(\rho') \left[2\pi g^{\rho\rho}_1 + 2\pi i\, g^{\rho\varphi}_1 \right]$

Escaneado con CamScanner

$$g_1^{ss} + i g_1^{sy} = -2\frac{\partial F_1}{\partial s^*} + \frac{2i}{s^*}\frac{\partial F_1}{\partial y} = -2\frac{\partial}{\partial s^*}\left[\frac{\partial F_1}{\partial s^*} + \frac{1}{s^*}F_1\right]$$

$$F_1 = \int_0^\infty \frac{dk}{k} f(kl) J_1(ks) J_1(ks'), \qquad \frac{\partial J_1(x)}{\partial x} + \frac{1}{x} J_1(x) = J_0(x)$$

$$g_1^{ss} + i g_1^{sy} = -2\frac{\partial}{\partial s^*}\int_0^\infty \frac{dk}{k} f(kl) J_1(ks) k\left[\frac{\partial J_1(ks')}{\partial(ks')} + \frac{1}{ks'} J_1(ks')\right] =$$

$$= -2\frac{\partial}{\partial s^*}\int_0^\infty dk\, f(kl) J_1(ks) J_0(ks') = -2\bar{g}(s,s')$$

Picture: $h_m^y(s,\pi/2) = -4\pi\int_0^1 ds' s'\, \bar{g}(s,s') m_y(s')$, $\bar{g}(ss') = \int_0^\infty dk\, f(kl)\frac{\partial J_1(ks)}{\partial s} J_0(ks')$

$$\frac{\partial J_1(ks)}{\partial s} = k\left[J_0(ks) - \frac{1}{ks} J_1(ks)\right], \quad \bar{g}(ss') = \int dk\, f(kl)\left[k J_0(ks) - \frac{1}{s} J_1(ks)\right] J_0(ks')$$

$$\bar{g}(ss') = \int dk\, k f(kl) J_0(ks) J_0(ks') - \frac{1}{s}\int dk\, f(kl) J_1(ks) J_0(ks')$$

Работа $\bar{J}(s,\beta) = \int_0^1 ds' s' \bar{g}(s,s') = \int ds' s' \frac{\partial}{\partial s}\int dk\, f J_1(ks) J_0(ks') = \frac{\partial}{\partial s}\int \frac{dk}{k} f J_1(ks) J_1(k$

$$\bar{J}(s,\beta) = \frac{\partial}{\partial s}\int_0^\infty \frac{dk}{k}\left[1 - \frac{1}{\beta k}(1 - e^{-\beta k})\right] J_1(ks) J_1(k), \qquad \bar{J}(s\beta) \underset{\beta\to 0}{=} \frac{\beta}{2}\frac{\partial}{\partial s}\int dk\, J_1(ks) J_1(k$$

$$\int_0^\infty \frac{dx}{x} J_{\nu+2n+1}(x) J_{\nu+2m+1}(x) = \frac{\delta_{mn}}{(4n+2\nu+2)}, \ \nu > -1, \ \text{Гр.-Р. 6.532}$$

$$\int_0^\infty dx\, x^{\nu-\mu-1} J_\nu(\beta x) J_\mu(\alpha x) = 2^{\nu-\mu-1}\beta^{-\nu}\Gamma(\nu)\frac{\alpha^\mu}{\Gamma(1+\mu)}, \quad \beta > \alpha, \quad 0 < \mathrm{Re}\,\nu < \mathrm{Re}\,\mu + 2$$

$$\nu = \mu = 1: \quad \int_0^\infty \frac{dx}{x} J_1(ax) J_1(bx) = \frac{1}{2}\left(\frac{a}{\beta}\right)\frac{\Gamma(1)}{\Gamma(2)} = \frac{1}{2}\left(\frac{a}{b}\right)\frac{0!}{1!} = \frac{1}{2}\frac{a}{\beta}, \ \beta >$$

$$\frac{\partial}{\partial s}\int_0^\infty \frac{dk}{k} J_1(ks) J_1(k) = \frac{\partial}{\partial s}\frac{1}{2}\frac{s}{1} = \frac{1}{2} \quad (s \to 1-0).$$

$$\int \frac{dk}{k^2}(1 - e^{-\beta k}) J_1(ks) J_1(k) = Q(\beta, s) \underset{s\to 1}{=} \frac{\beta}{2} + \frac{\beta^2}{2\pi}\left(\ln\frac{\beta}{8} + \frac{1}{2}\right), \ 16/\text{IX}\ 04,$$

Но надо здесь $Q(\beta,s)$, ведь $\frac{\partial}{\partial\beta}$ нельзя. См. Conway J.T. 'IE' 2001

$$\frac{dQ}{d\beta} = \int \frac{dt}{t} e^{-\beta t} J_1(t) J_1(ts) \quad \text{— берется аналит., но громоздко}$$

$$h_m^y(s,\pi/2) = -4\pi\int ds' s' \bar{g}(ss') m_y(s') = -4\pi\int ds' s' \bar{g}\left[m_y(s) + \frac{\partial m_y}{\partial s}(s'-s)\right] =$$

$$= -4\pi m_y(1)\int ds' s' \bar{g}(s,s') - 4\pi\left(\frac{\partial m_y}{\partial s}\right)\oint ds' s'(s'-1)\bar{g}(ss') = -4\pi m_y(1)\bar{J}(s,\beta) -$$

$$- 4\pi\left(\frac{\partial m_y}{\partial s}\right)\int ds' s'(s'-1)\bar{g}(s,s'), \qquad \bar{J}(s,\beta) = \frac{\partial}{\partial s}\int \frac{dk}{k} f J_1(ks) J_1(k) \to \frac{1}{2} + O(\beta$$

Вернем $s \to 1-0$, рас!

$$h_m^y(s) = -2\pi m_y(1)\cdot \mathrm{sign}(1-s) - 4\pi\left(\frac{\partial m_y}{\partial s}\right)_{s=1}\int ds' s'(s'-1)\bar{g}(ss')$$

Все же $\bar{J}(s,\beta) = \int_0^1 ds' s' \bar{g}(s,s')$ хоть при $s=1$ надо точнее

$$\bar{J}(s,\beta) \underset{s\to 1}{=} \frac{1}{2} - \frac{1}{\beta}\frac{\partial Q(\beta s)}{\partial s}$$

Ведь здесь выход в $\left(\frac{\partial m}{\partial y}\right)$ зкв. $Q(\beta,s)$ нужно найти при $\forall s$.

Пусть $\bar{J}(s,\beta) \underset{\beta\to 0}{=} \frac{\beta}{2}\frac{\partial}{\partial s}\int dk\, J_1(ks) J_1(k) \underset{s=1}{=} \frac{\beta}{2}\int dk\, k\left[J_0(ks) - J_2(ks)\right] J_1(k) =$

$$= \frac{1}{4}\beta\int dk\, k\left[J_0(k) - J_2(k)\right] J_1(k) = \frac{1}{2}\beta\int dk\, k\frac{\partial J_1(k)}{\partial k} J_1(k) = \frac{1}{4}\beta\int dk\, k\frac{d(J_1^2)}{dk}$$

$$A = \int dk\, k\frac{d}{dk} J_1^2(k) = \left|dk\frac{dJ_1^2}{dk} = dv,\ u = k\right| = \frac{1}{2} k J_1^2(k)\Big|_0^\infty - \int J_1^2(k)\, dk \ — \text{undefinite.}$$

$$J_\nu(s,\beta) = \int ds' s'^2 \bar{g}(s,s') = \frac{\partial}{\partial s}\int ds' s'^2 \int dk\, f(kl) J_1(ks) J_0(ks')$$

$\int_0^1 ds' s'^2 J_0(ks')$ не берется просто. $h_m^y(s) = \underbrace{-2\pi m_y(1)}_{\text{surf.}} - \underbrace{4\pi\frac{\partial m_y}{\partial s}[\ldots]}_{\text{volume}}$.

Escaneado con CamScanner

$h_m^y(\beta) = -2\pi m_y(1) + O(\beta) m_y(1) + \left(\frac{\partial m_y}{\partial \beta}\right)_{\beta=1} F(\beta)$, $F(\beta) = O(\beta)$

На повърхността / в сечението $\parallel Oy$ при $y/R = 1$:

$-q M_s \frac{\partial m_y}{\partial y} - L h_m^y M_s + L m_y H_m^{02'} = 0$, $H_m^{02'} = -M_s [N_x \sin^2\theta_0 + N_z \cos^2\theta_0]$

$q = 2A/M_s^2 = L_e^2$

$\frac{L_e}{LR} \frac{\partial m_y}{\partial y} - h_m^y + m_y \frac{H_m^{02'}}{M_s} = 0$, $h_m^y = -2\pi m_y + \frac{\partial m_y}{\partial y} F(\beta)$

$-\frac{L_e^2}{LR} \frac{\partial m_y}{\partial y} + 2\pi m_y - F(\beta) \frac{\partial m_y}{\partial y} + m_y H_m^{02'}/M_s = 0$.

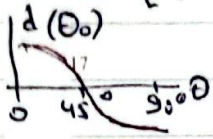
$-\left[\frac{L_e^2}{LR} + F(\beta)\right] \frac{\partial m_y}{\partial y} + \left[2\pi + \frac{H_0^{2'}}{M_s}\right] m_y = 0$, $\frac{\partial m_y}{\partial y} - \frac{\left[2\pi + H_m^{2'}/M_s\right]}{\left[\frac{L_e^2}{LR} + F(\beta)\right]} m_y = 0$.

$\frac{\partial m_y}{\partial y} + d(\theta_0) m_y = 0 \rightarrow d(\theta_0) = -\frac{\left[2\pi + H_m^{02'}/M_s\right]}{\left(\frac{L_e^2}{LR} + F(\beta)\right)}$

При $\beta \ll 1$ $\frac{H_m^{02'}}{M_s} = -N_x \sin^2\theta_0 - N_z \cos^2\theta_0 \approx -4\pi \cos^2\theta_0 + O(\beta)$ — нет

ок: $\frac{H_m^{02'}}{M_s} = 2\pi - 4\pi \cos^2\theta_0 = 2\pi[1 - 2\cos^2\theta_0] = -2\pi \cos 2\theta_0 + O(\beta)$

$d(\theta_0) = \frac{2\pi}{\left[\frac{L_e^2}{LR} + F(\beta)\right]} \cos 2\theta_0$



— ? priming менее знак ?

Работа над Nat. Mat. MS — FMR-nonlin. nagnet. applicat. Permiso Regreso-K.N. Посещение (Искатели, К/расов, Андреи) к Нам-Вокс. Нов. год.

JAP 98, 034318 (2005) Fe_3O_4

Семинар NanoGune:

P. Landeros — DW dyn. in nanotubes. OOMMF-sim.

Hole stabilizes vortex. K. Neilsch Group (Gamburg) — syntesis Co_xFe_{1-x} of nanotubes. JAP'2005. APL 90, 102501 (2007) vortex и TW.

$\vec{M}(\vec{r})$ uniform вдоль тангенсите nanotube. А если нет? Какие ΔR-?

$\vec{M}(z) = M_\varphi(z)\hat{\varphi} + M_z(z)\hat{z}$, $E_{max}(p)$ при $p = \pi/2, 3\pi/2$ и E_{min} при $p = 0, \pi$. $M_x = \cos p \sin\theta$, ... ΔE - barrier.

CCW CW - vortex wall

What kind of precession if $H > H_W$ (between CCW and CW-walls)?

H_c - critic. field to switch chirality ($H_c < H_W$). pulse tp > tcr. Angle p-oscillates

1) Frequency of the p-angle oscillations? $\omega_p = \gamma H$ - ? Larmor?

Ae-field of sp current с $E \sim j \cos p$ направлен симметрично „p".

145/220

2) E(p) and barrier ΔE(p) | You did mention MDW and particle-like motion. What is value MDW?

27

Kunrui Ribbon Sábado Domingo. Igandea

K. Richter, APL. VDW up to 9 km/s.

3) Почему асимметрия CCW и CW in axial field? Ug. за повърхн.

Зависимость скорости и энергии nanotube — см. Landeros, JAP' 2010.

147/218

Нощем с N. applicatrans на Permiso de Regreso (Завтра 1/II 2012), | M. Вернуси отказ, надеяли на upv-postdoc

24/1 Обсъжд. с Julian и Лилия възможности PhD stipend для Verduci. Julian может вследствие ценности, если и postdocs остаются, сейчас нет. Verduci должна подавать на stipend Gobierno Vasco, M. Curie etc. - внимание для других. Написать ли о M. Curie. Changes to JAP: magnillar ✓ N/F с Orc. и Response to Referee. Уговоры Фархад и Ирисан F/N/F смотреть для joint AN

Semana de Arte 21

Escaneado con CamScanner

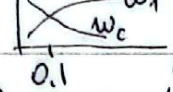
Majalza · Mayo
Sept. Roll – Jan. 02

28

(25/I) Беседа с гр. А. школи J. Phillips. Антон иска и/пенсионер (25 дни за Sept. Roll – Jan. 02) и/пиша мерки, а то не ходим. не допуска. Заказах 200 CHF в Банка

Отработим JAP-F/N/F-MP3 paper text и/пратих to Referee и re-submitted it with Occ. Обсъждане с Ананда относно проб ф F/N/F nanopillar. Occ. не хоже в Physics Rev. Lett., но Conf. Proc. Изпратих и Casa Talento ≈ 6 пр. Време и не можем да ходим на конф. с П. и Ал. Аделенета? Lukes, Бъчи, во изпращане снимки о нас. E-mails Роман, Славин, Zhukov, Virag

(26/I) Забрах куки 200 CHF (178 € + 6 € таса) в „Банка". Обсъжд. с Ананда:

1) не видяхме VC-radius oscill. mode up to $H_z^0 \approx 1000$ Oe вероятно из-за Совпад. $\omega_{core} < \omega_1$ (rad) $\omega_c < \omega_1$ 

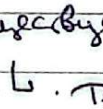
, докато как Wang'APL имат $\omega_{core} < \omega_1$ при $L = 20$ nm, $\frac{L}{R} = 0.133$. Решихме to simulate $L = 15$ nm, $R = 100$ nm (вече $L = 10$ nm)

2) Видяхме и пенули $d(\theta) \sim \cos 2\theta$ из-за това, че смятах $H_m^{oz'}$ uniform pinning а надо брать го при $\rho = R$ ($y = R$).

Изход. в.с. $\alpha \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial n} + \int_\delta (\vec{M} \times \vec{H}_m) dx = 0$, $\delta \approx L$, $\hat{x} \perp$ повърхности dot.

Из Фур. членов (p. 200): $0 = \vec{I}_1 + \vec{I}_2 = q \int dV \vec{M} \times \nabla^2 \vec{M}$ ☎ $+ \int dV \vec{M} \times \vec{H}_s = 0$

$dV = S d\xi$, $-q \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial n} + \int d\xi \vec{M} \times \vec{H}_s = 0$, $\vec{H}_s$ – поле вблизо граница повърхност S, ξ – нормалната на S координата. $\int d\xi \vec{M} \times \vec{H}_s \approx L \vec{M} \times \vec{H}_s$

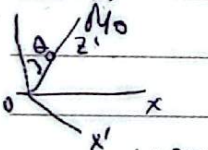
Считаме, че поле $\vec{H}_s(\xi)$ съществува 

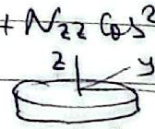
в приповърхностен слой $\Delta\xi \approx L$. Теорема о среднем $\int \vec{H} d\xi = \langle \vec{H} \rangle \cdot L$ $\xi \to S$ ξ вблизи S

Далеко от S може $\vec{H}$ и не бъде $= 0$, главното щоб $\vec{H}(\xi)$ рязко нараства при $\xi \to S$, вблизи повърхн. S.

Две нагледни dot и сечение ⊥Oy дава bound. cond. Важно $H_m^{oz'}$ при $\vec{M}_0 \parallel \hat{z}'$ in xz-plane.

$H_m^{oz'} = -N_{zz'} M_s$, $N_{zz'} = N_{xx} \sin^2\theta_0 + N_{zz} \cos^2\theta_0$



N_{xx} и N_{zz} в xyz съсс. с Oz ⊥ dot plane 

$H_m^{oz'} = H_m^{ox} \sin\theta_0 + H_m^{oz} \cos\theta_0$. $N_{\alpha\beta}$ диагонални в xyz-система и $H_m^{ox} = -N_{xx} M_0^x = -N_{xx} M_s \sin\theta_0$, $H_m^{oz} = -N_{zz} M_0^z = -N_{zz} M_s \cos\theta_0$

$H_m^{oz}(\vec{\rho}) = \int d^2\vec{\rho}' g_{zz}(\vec{\rho}, \vec{\rho}') M_0^z(\vec{\rho}') = M_0^z \int d^2\vec{\rho}' g_{zz}(\vec{\rho}, \vec{\rho}')$

$d^2\vec{\rho}' = d\rho' \rho' d\varphi'$ и $\int d\varphi' g_{zz}(\vec{\rho}, \vec{\rho}') = -\frac{4\pi}{\beta} \int dt (1 - e^{-\beta t}) J_0(t\rho) J_0(t\rho')$

Усред. по φ' $H_m^{oz}(\rho) = -4\pi M_0^z \frac{1}{\beta} \int dt (1 - e^{-\beta t}) \int_0^1 J_0(t\rho) J_0(t\rho') d\rho' \rho'$

$\int_0^1 d\rho' \rho' J_0(t\rho') = \frac{1}{t} J_1(t) \Rightarrow H_m^{oz}(\rho) = -4\pi M_0^z \frac{1}{\beta} \int \frac{dt}{t} (1 - e^{-\beta t}) J_0(t\rho) J_1(t)$

$J(\rho, \beta) = -\frac{4\pi}{\beta} \int \frac{dt}{t} (1 - e^{-\beta t}) J_0(t\rho) J_1(t)$ изследв. във SWR-1 (Jan. 2003) и paper във Vortex equations, и JAP-2004. $N_{zz}(\rho) = -J(\rho, \beta)$.

Надо $J(1, \beta) \underset{\beta \to 1-0}{=} -\frac{4\pi}{\beta} \int \frac{dt}{t} (1 - e^{-\beta t}) J_0(t) J_1(t) = -\frac{4\pi}{\beta} J_1(\beta, \rho = 1) =$ | См. 16/X-Oz | =

$= -\frac{4\pi}{\beta} \left[\frac{1}{2}\beta - \frac{1}{4\pi}\beta^2 \left(\ln\frac{8}{\beta} + \frac{1}{2} \right) \right] = -2\pi + \beta \left(\ln\frac{8}{\beta} + 1/2 \right) = -2\pi + O(\beta)!$

В ч. приб. $H_m^{oz'}/M_s \cong H_m^{oz}(\rho = 1) \cos\theta_0 = \cos^2\theta_0 J(1, \beta) = \cos^2\theta_0 [-2\pi + O(\beta)]$

Pinning $d(\theta_0) \sim [2\pi + H_m^{oz'}/M_s] = [2\pi - 2\pi\cos^2\theta_0] = 2\pi \sin^2\theta_0$ (!?)

Това, че $N_{xx} \to 0$ при $\beta \to 0$. // Но N_{xx} не малко → Вж. См. 22/I

$N_{zz'} = N_{xx} \sin^2\theta_0 + N_{zz} \cos^2\theta_0 \approx \frac{1}{2}(4\pi - N_{zz}) \sin^2\theta_0 + N_{zz} \cos^2\theta_0 =$ | $N_{zz} \approx 2\pi$ при $\rho = 1$ | =

$= \frac{1}{2}(4\pi - 2\pi) \sin^2\theta_0 + 2\pi \cos^2\theta_0 = \pi \sin^2\theta_0 + 2\pi \cos^2\theta_0$

Escaneado con CamScanner

$d(\theta_0) \sim \left[2\pi + H_m^{oz'}/M_s\right] = \left[2\pi - N_{z'z'}\right] = 2\pi - \pi\sin^2\theta_0 - 2\pi\cos^2\theta_0 = \pi\sin^2\theta_0$

$2N_{xx} + N_{zz} = 4\pi$ при $g \to 1$ на пов. поверхности S? Mayo · Maiatza (7?)

Вторая ур. $\nabla_1 G_{\alpha\beta}(\vec{r},\vec{r}') = 4\pi\delta(\vec{r}-\vec{r}')$

$g_{xx}(gg') + g_{yy}(gg') + g_{zz}(gg') = -\frac{4\pi}{g}\delta(g-g')$, $N_{\alpha\alpha}(\beta) = -\int dg' g' g_{\alpha\alpha}(gg')$

$\int_0^1 dg' g' \frac{1}{g}\delta(g-g') = \int_0^1 dg'\,\delta(g'-g) = |g'-g=x| \Rightarrow$

$= \int_0^{1-g} dx\,\delta(x) = H(1-g)$, $H(x)$ - Heaviside step func. $H(x) = \begin{cases} 0, & x<0 \\ 1/2, & x=0 \\ 1, & x>0 \end{cases}$

$\cdot g \sum_\alpha N_{\alpha\alpha}(g) = 4\pi\int_0^1 dg'\,\delta(g'-g) = 4\pi H(1-g) = 4\pi\begin{cases} 1, & g<1 \\ 1/2, & g=1 \end{cases}$

На границе dot $\sum_\alpha N_{\alpha\alpha}(g=1) = 2\pi$. $2N_{xx} + N_{zz} = 2\pi$, $N_{xx} = \frac{1}{2}(2\pi - N_{zz})$

$N_{z'z'} = \frac{1}{2}(2\pi - N_{zz})\sin^2\theta_0 + N_{zz}\cos^2\theta_0 = \frac{1}{2}(2\pi - 2\pi)\sin^2\theta_0 + 2\pi\cos^2\theta_0 + O(\beta)$

$d(\theta_0) \sim \left[2\pi - N_{z'z'}\right] = \left[2\pi - 2\pi\cos^2\theta_0\right] = 2\pi\sin^2\theta_0 + O(\beta)$.

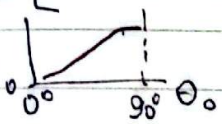
До сих пор (stripe, cyl. dot в vortex state) брали $\theta_0 = \pi/2$ (in. plane $\vec{M}_0$) и $O(\beta)$ были не важны. Теперь важен при $\theta_0 \to 0$.

$d(\theta_0) = -\frac{[2\pi - N_{z'z'}]}{\left[\frac{Le^2}{2R} + F(\beta)\right]}$. $d(\theta_0) \sim \left[h_m^y + N_{z'z'} m_y\right] = \left[-2\pi + O(\beta) + N_{z'z'}\right] m_y$

т.к. $h_m^y(g) \underset{g\to 1-0}{=} -2\pi m_y(1) + O(\beta) m_y(1)$.

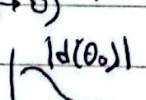
$N_{z'z'} - 2\pi = 2\pi\cos^2\theta_0 + \bar{O}(\beta) - 2\pi = -2\pi\sin^2\theta_0 - \bar{O}(\beta)$ вкл. θ_0

$d(\theta_0) \approx \left[2\pi\sin^2\theta_0 + \bar{O}(\beta) - O(\beta)\right] / \left[\left(Le^2/2R\right) + F(\beta)\right]$, но если так



pinning резко слабнет с θ_0 падением, от $\sim \frac{2\pi}{\beta}$ до $\frac{\bar{O}(\beta)}{\beta} \ll 1$ ($\theta_0 \to 0$)

Это противоречит simulations by Arantxa, где



падает с $\theta_0 \uparrow$.

FMR pinning

// Откадася to review paper Nat. Phys., Ultrafast M. dyn." by T. Rasing (реком. О. Чубыкало) и послал рецом. to accept paper ST. Zvezdin to SPIN.

(27/t) Может для $d(\theta_0)$ - расчета проблема в том, что θ_0 входит только в $H_m^{oz'}$ (Oz' - ось $\parallel \vec{M}_0$, $\vec{H}$ rotates in xz-plane).

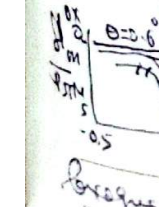
$\hat{x}', \hat{y}'$ - прежние задают гр. условия для $m_{y'}, m_{x'}$ (и брали $m_{y'} = m_y$), но какой смысл $\hat{z}' \cdot (\vec{m} \times \vec{H}_m^0) = m_{x'} H_m^{oy'} - m_{y'} H_m^{ox'} = 0$? гр.-уси.

$H_{x'} = H_x\cos\theta_0 - H_z\sin\theta_0$, $H_{y'} = H_y$. И тогда ради условия $(m_x\cos\theta_0 - m_z\sin\theta_0) H_m^{oy} - m_y(H_m^{ox}\cos\theta_0 - H_m^{oz}\sin\theta_0) = 0$ будет выполн.?

// Также не ясность и в выражении $\vec{H}_s = (2K_1/M_0^2)(\vec{m}\vec{n}_0)\vec{n}_0$ (Бур. Мал.)

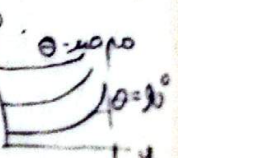
$\vec{z}_0 \times \frac{\partial \vec{m}}{\partial n} + \zeta\left[(\vec{n}\vec{m})\,\vec{n}_0 \times \vec{z}_0 + (\vec{n}_0\vec{z}_0)\,\vec{n}_0 \times \vec{m}\right] = 0$, проекции на $\hat{x}, \hat{y}$ задают гр. усл. Сух-у, а проекция на $\vec{z}_0 \parallel \vec{M}_0$: $\vec{z}_0(\vec{n}_0 \times \vec{m})(\vec{n}_0\vec{z}_0) = 0$ 149/216

то выполн. или при $\vec{n}_0 \perp \vec{z}_0$ ($\vec{n}_0$ - ОЛН) и $\vec{n}_0 \parallel \vec{z}_0$. Трудность не симметрична для $\vec{H}_m$ - magnetostatic field.



Arantxa посчитала $H_m^{ox}(y)$ и $H_m^{oz}(y)$ для разных θ_0.

$\theta = 90°$ очень резко зависит от y/R вблизи края диска. $H_m^{oz}(y)$ плавно меняется вблизи y/R $\forall\theta$.



Вывод: в Surface torque (bound. c.) должно входить только H_m^{ox} (xz)$_{\vec{M}_0}$. Это меняет $d(\theta_0)$. H_m^{ox} резко меняется

Escaneado con CamScanner

$d(\theta_0) \sim (2\pi - N_{z'z'}) = 2\pi + \frac{H_m^{oe'}}{M_s} = 2\pi + \frac{H_m^{ox}\sin\theta_0}{M_s} = 2\pi - N_{xx}(g)\sin^2\theta_0$, $N_{xx}(y=1) \simeq 2\pi + O(\beta)$, $d(\theta_0) = 2\pi - 2\pi\sin^2\theta_0 = 2\pi\cos^2\theta_0 + O(\beta)$

$N_{z'z'}$. $H_m^{oe'} = H_m^{ox}\sin\theta_0 + H_m^{oz}\cos\theta_0 \approx H_m^{ox}\sin\theta_0$

$H_m^{ox}(g) = -N_{xx}(g)M_0^x = -N_{xx}(g)M_s\sin\theta_0$

y Azantxa $\vec{M}_0(\vec{g})$ - relaxed $\forall\theta_0$ и $N_{xx}(g)$, $N_{zz}(g)$ могут Аппроксимироваться near ideal $N_{\perp}(g)$, где в ideal $\vec{M}_0(\vec{g}) = \text{const}$.

Точнее $\vec{H}_m^0(\vec{g}) = \int d^2\vec{g}'\hat{G}(\vec{g}\vec{g}')\vec{M}_0(\vec{g}')$ - точное отнош. от ideal SD

$\vec{H}_m^0(\vec{g}) = \vec{M}_0\int d^2\vec{g}'\hat{G}(\vec{g}\vec{g}') = -\vec{M}_0\cdot\hat{N}(\vec{g})$. $\hat{N} = N_{\alpha\beta}$ - диа.

Точное $H_m^{ox}(g)$ резко (по pbc) меняется возле края dot $g=R$, а точнее $H_m^{oz}(g)$ на том же масштабе Δg меняется с β, $\Delta g/R \approx \beta/R = 0.1$ вблизи края $g=R$.

Ideal $H_m^{x,z}(g)$ ведут себя вблизи $g=R$ одинаково плавно.

Разница Точн. $H_m^x(g)$ и ideal $H_m^x(g)$ довольно велика, и разница особенно при $g\to R$.

Точ. $H_m^x(g\to R) \approx -2\pi M_s = -0.5\cdot(4\pi M_s)$, $H_{m,\text{ideal}}^x(g=R) = -0.25(4\pi M_s)$

$\frac{H_m^x(g\to R)}{4\pi M_s} = -\frac{1}{2} - O(\beta) \approx -0.53$ для $\beta=0.1$,

$L=50$ nm, $R=500$ nm у FMR-Пиб.

Точ. $N_{xx}/4\pi\,(g\to R) = 0.53$, ideal $N_{xx}/4\pi = 0.269$.

$d(\theta_0) \sim [-h_y^m/m_y - N_{z'z'}] = [2\pi - N_{z'z'}] = [2\pi - N_{xx}(R)\sin^2\theta_0]$ $(g\to R\ (y\to R))$

$N_{xx}(R)/4\pi = 1/2 + O(\beta)$, $N_{xx}(R) = 2\pi + \varepsilon$, $\varepsilon \sim \beta$, $\varepsilon > 0$.

$d(\theta_0) \sim [2\pi - (2\pi+\varepsilon)\sin^2\theta_0] = [2\pi\cos^2\theta_0 - \varepsilon\sin^2\theta_0]$

Точ. $H_m^x(\theta_0) = -N_{xx}M_s\sin\theta_0$ не сводится к $\sim\sin\theta_0$, $N_{xx} = N_{xx}(\sin\theta_0)$ - и аномально вид $N_{xx}(\theta_0)$ неизвестен.

$d(\theta_0) \sim [2\pi - N_{xx}(\theta_0)\sin^2\theta_0]$. $\frac{\sin 50^\circ}{\sin 10^\circ} = 4.4$, $\frac{H_m^x(50^\circ)}{H_m^x(10^\circ)} \approx 2$.

И величина H_m^x $(g=R)$ далека от ideal, и $H_m^x(\theta_0)$ не есть $\sim\sin\theta_0$, точ. $H_m^x(\theta_0)$ зависит от θ_0 слабее, чем $\sin\theta_0$.

$-N_{z'z'} = H_m^{oz'}/M_s = \frac{1}{M_s}H_m^{ox}(\theta_0)\sin\theta_0$. Точ. $H_m^x(\theta_0)$ $\theta=R$ Azantxa simu. dted.

Ideal $-H_m^x(\theta_0) = -N_{xx}M_s\sin\theta_0$. Можно fit sim - $H_m^x(\theta_0)$ и далее использовать в calc. $d(\theta_0) \sim [2\pi + \frac{1}{M_s}H_m^{ox}(\theta_0)\sin\theta_0]$.

Точ. (sim.) $\frac{d(0)}{d(90^\circ)} = \frac{2\pi}{[2\pi + 4\pi\frac{H_m^{ox}(90^\circ)}{4\pi M_s}]} = \frac{2\pi}{[2\pi + 4\pi(-0.53)]} = -\frac{1}{2.003} = -??$ (?) in calc

Ideal $\frac{d(0)}{d(90^\circ)} = \frac{2\pi}{[2\pi - N_{xx}]} = \frac{2\pi}{[2\pi - 4\pi\cdot 0.269]} = 2.17$ (!) y Azantxa $\frac{d(0)}{d(90^\circ)} = \frac{11}{5} = 2.2$

150 215

$d(\theta_0) = \frac{[2\pi - N_{xx}(g=1)\sin^2\theta_0]}{[\frac{L^2}{LR} + F(\beta)]}$, $F(\beta) = -4\pi\int dg'g'(g'-1)\bar{g}(gg')\big|_{g=1}$

FMR-pinning vs θ_0

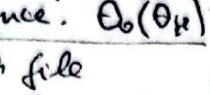
$\bar{g}(gg') = \int dk\, g(kL)\left[kJ_0(kg) - \frac{J_1(kg)}{g}\right]J_0(kg')$ $g=1$

Проверить, Azantxa сорвана $d(\theta_0)$ или $d(\theta_H)$?

$H\sin(\theta_0 - \theta_H) = H_\perp\sin\theta_0\cos\theta_0$, $H_\perp = N_z M_s - H_a$, точнее $H_\perp = (N_{xx} - N_{z'z'})M_s$

Solve y $(\omega/\gamma)^2 = [H\cos(\theta_0-\theta_H) - H_\perp\cos^2\theta_0][H\cos(\theta_0-\theta_H) - H_\perp\cos 2\theta_0]$ решать по формуле

Escaneado con CamScanner

Гл. что $\theta_0(H, \theta_H)$ корректно определить и нужно строить $d(\theta_0)$.
где $H = H_{res}(\theta_H)$, Аналог $d(\theta_H)$ перестроить в $d(\theta_0)$, или
дать мне fitting (analytic) для $\theta_0(\theta_H)$ dependence. $\theta_0(\theta_H)$  расширяется.

Написание FMR-priming paper. Разбор Окс.-Rafa file
не включать пока Kittel $\vec{F}_{ST}(\vec{x})$: не учли $\int_0^{R_c} ds(\dots) \to$ ответ вн. аппр.-неверен.

30/I Написание FMR-priming paper, додел. Figs к нему. Osteguna
Глеб прислал revised Fig. 2 $H_{res}(\theta_H)$ и Fig. 3 $H_{res}(\theta_H)$. Обсужд. F_{ST} с Окс. 4.
пересчет $\theta_0(\theta_H)$ для simul. $d(\theta_H) \to d(\theta_0)$: согласие с анализ. ~30%.
анализ с Окс. работ. плана и сдали Azcken, Kittel, Menkov.
исключена table 1 к JAP-MPD F/N/F с Окс. // Славин subm. paper to Nature Mat. "Magnonics"

31/I Доделан FMR-priming draft и послан Arantxa и Глеб.
Окс. сдала гл. 1 Гур. - Menkov $\chi(\omega)$. Simul. $d(\theta_0)$ - удалить или
отнести max н/м $\theta_0 \approx 25°$.

$$h \sin(\theta_0 - \theta_H) = \sin\theta_0 \cos\theta_0, \quad h = H/H_\perp, \quad H_\perp = (N_{zz} - N_{xx})M_S$$

Связь θ_0 и θ_H - нелинейная н/м $\theta_H \ll 1$. Если и $\theta_0 \ll 1$ ($\theta_H \to 0°$)

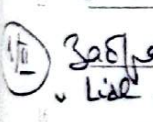
$$h(\theta_0 - \theta_H) = \theta_0, \quad \theta_0 = \frac{h}{(h-1)}\theta_H, \quad H_{res}(\theta_H \to 0) \approx 12\ kOe. \quad \frac{h}{(h-1)} \text{ посчитать.}$$

$$H_\perp = (N_{zz} - N_{xx})M_S = (4\pi - 3N_{xx})M_S = 4\pi M_S\left(1 - 3\frac{N_{xx}}{4\pi}\right) = 4\pi \cdot 830\,G \times$$

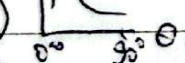
$$\times\left(1 - 3\frac{\bar{N}_{xx}(0.1)}{4\pi}\right) = 8{,}49 \cdot 10^3\ Oe = 8.50\ kOe. \quad H_{res}(0°) = 12.39\ kOe,$$

$H_{res}(2°) = 12{,}20$ kOe, $H_{res}(4°) = 11{,}61$ kOe, $H_{res}(6°) = 10.55$ kOe, $H_{res}(8°) = 8{,}98$ kOe.

н/м $\theta_H \to 0°$, $\frac{\theta_0}{\theta_H} = \frac{H_z}{H_z - H_\perp} = \frac{12.39\ kOe}{(12.39 - 8.50)\ kOe} = \frac{12.39}{3.89} = 3.18.$



θ_H Max $d(\theta_0)$ - simul. н/м $\theta_0 = 23{,}2° \to \theta_H = \frac{23.1°}{3.18} = 7.3°$, но
такой точки $d(\theta_H)$ - эксп. нет. $\theta_H^{max} = 6°$ (или 8°), $d(\theta_H)$ simul. $\to$ max н/м $\theta_H = 6°$.
Обсуждение Figs - FMR priming с Глеб и Arantxa.

1/II Забрали с П. "permiso de regreso". С П. в рус. магазин, Certified
List. Анализ Figs к FMR-priming MS, прием $1.5 Menkova (подсобила) у Окс.
Обсужд. $d(\theta_0)$  - max с Arantxa: $d \to max$, когда возбуждается
max число SW с $\vec{k} \parallel Ox \parallel \vec{H}_0$. Зато, судя по $M(\vec{s}, t)$, происходит н/м $\theta = 8°, 10°$.
Будет ли $\Delta H(\theta_0)$ иметь max н/м тех же θ_0? Вряд ли.
ΔH связана с генерацией SW с $\omega_k \approx \omega_0 = 9.85$ GHz. $h_r < h_{threesh.}$ ($\vec{k}$ damping)
дополнительные SW скатываются в виде damping, "increase.
Глеб подтвердил $\Delta H(\theta_H)$ max н/м $\theta_H \approx 8{-}10°$ (!). Вставить Fig. $\Delta H(\theta_H)$
в статью. интерпретацией.
Обсужд. с Окс. ее способности меня обмануть: 1) не менее таких случаев",
2) "сделаю не делать"; 3) "иногда могу, ради защиты интересов 151/214
дела или своих собств. интересов"; 4) "новое мое утвержд. об нарушении 3-го
Законов может быть неправдой" (Окс. слова). собственности

2/II Принял Запрос из MICINN на отзыв по "Spin Dyn." project
с Окс. 4. надо: 1) подгот. poster les Houches; 2) написать Verduci,
3) поговор. с Окс.; 4) рекомендац. карт, обмен Велюга и les Houches;
5) дописать FMR-paper draft to Глеб и Arantxa.

3/II Обсужд. с Arantxa $H_z(t)$ induced V. core dynamics: поиск "Breath." mode.

Escaneado con CamScanner

3-10/II Пристигам с Л. на MSNOWS workshop, Les Houches, гледа Ekaina Lunes Geneva. Много интерес. Докладов по ST-dynamics, spin-Hall, Seebeck etc. effects и skyrmions. Познанствам се с A. Kirilyuk, Oleg (Nimega) Цинкай Рау (Duisburg, Färle) Андрей Банди (SLS-X-ray imaging), Dragomir (acimp. Charles Univ. Prague (SLS-неразрушаващи), Цинкай Fe/Pt PRB to Gaidai и Головчанско о семинара с Цинкай Р. В Duisburg пристигам. Nonlin. Udyn. со Славин.

Article à vigner 11-12/II В влака с A. и Л.: поиск куртки А. и „Ehoki". Мат. хим. с А. План изследвания FMR-pump paper со Славин to resubm. it to Nat. Sci Reports. // X. Wei · Chin. Phys. 2010 paper по VC reversal by SP in-plane current — критична енергия для reversal $t_{SW} \sim J^{-1}$. Анализ Nano Gune съобщения: Artacho, Gonçalinov, Chudilin etc. Написан об изтекле Gus' J. Phys. Conf Ser. '10 в Web of Science. R.H. Wang

13/II Получи new. MICINN об отказ по NSF-Magnonics-bid Срок до 12/III 2012 за 2011 г. (PIB2010US-00153)

Написа на Caixa MICINN 2 letters от 30/XII 2011 об Portugal travel grant — разобрахме кратко ли и кога датите пресичат? Анализ нещо ново по $H_z(t)$-Excitation на посочената и Killinger papers JMMM'03'ки не проанализирани. Обсъжд. пребиваване у Casa de Velazquez с Окс. // Довърших и послах revised version FMR-pumping paper to Glob. Julian каза, че ако не бъде exp. possible, то may be можно будат заплатят 3th money to Ph.D. student (T. Verduci). Окс. ч. 3th

14/II В Police с A. и A.: подадат appl. на Tarjetas Resid. в Cj'a Madrid Записан Conf. fee (375€ + 25€) на ICSM'012 Istanbul с Окс. Сделан и изпратен в JAP review на Landi-hyperthermia на Окс. заготвен Изпратен Nat. Mat. paper NL-FMR to submit it to Nat. Sci. Rep.

15/II С. Мандж пристигат receipt MSNOWS'12 - 500€.

Запознах и разгледах Expense rep. по поездка Geneva-Les Houches → Обнаружих, че в grant MICINN-Окс. UGA 120610 A4CB eob (MSNOWS) 450 € Conf. fee (acc. Aug. 10, 2011) и 509,69 € Travel exp. (Nov. 11, 2011) Данните, които ще есть използвам много трудно и които а не аргументирано Ще трябва предам в mail-box 3th receipts без всякакви comments/explanat. Окс. сдаля мне. §1 и §2 Гл. 4 Matrices Arfken (без 3-х задачи). Задавам ей число задачи равно числу §§ в всяка глава.

15221 Julian в Nov. 2011 купил Laptop 695€ (отдадено 3th) и които обещал върнуто в grant.

16/II Отдам Exp. report Les Houches to Ratxi. 3

Revised NL-FMR paper Gune Sci. Reports и послах ее Славину. 3

Сбогом Фаръад: в Limeges 21/II после обеда, приемам F/N/F дун. paper. Послах Reminder об TGV tickets to V. Gos и SWIFT-Code. E-mail-update to Vesta

Larumbata · Sábado Domingo · Igandea

17/II Окс. пристигна в 10^{55} без много разлики, не предупреждавайки и не обадил 15221 Гледах. Отиждане — Виктор. Истерична вечер до вечерите 15421 Окс. в Харконен" с после обсъд. мене сцената, тели. со мои работи. Разбор F/N/F-дун. Записвам APL фаръада. Сложните спектри SW где на V-SW int. splitting наложен F-F interaction splitting. Уточнение и тях спектъ как $f(H_x)$.

15/V/2005 1. Получено для azim. SW $e_\varphi(\xi t) = a(\xi)\cos(m\varphi - \omega t)$ $f_\xi = b(\xi)\sin(\omega t)$

22 Aste · Semana

Пренебрегая V. Gos $\langle \delta m_x(\xi,t)\rangle_\xi = -\frac{1}{2}\alpha\langle b\rangle_\xi \sin\omega t$, $\langle \delta m_y(\xi t)\rangle_\xi = \frac{1}{2}\mathrm{Im}\langle b\rangle_\xi \cos\omega t$

Escaneado con CamScanner

- осциллирующий in-plane vector $\delta\vec{m} = (\delta m_x, \delta m_y, 0)$ – вращение с частотой $\omega = \omega$. Направление вращения определяется азим. индексом "m", CCW (m=+1) или CW (m=-1). $\langle \delta\vec{m} \rangle_s \neq 0$ только для $|m| = 1$.

Junio · Ekaina

Доминирующая мода также m=+1 – CCW, а m=-1 – CW вращение.

Оценка $W_{int}/M_s^2 V$ для SD11 – SD11 F/N/F nanopolar state с R=300 нм, D=20 нм и $L_1 = L_2 = 25$ нм FeNi (параметры Фархада)

Lunes · Astelehena

как $W_{int}/M_s^2 V = 0.337$ или $H_{int} = 0.337 \cdot M_s \approx 270$ Oe и $\Delta\omega/2\pi = \gamma/2\pi H_{int} \approx 795$ MHz. Это важно, т.к. азим. SW in vortex state F/N/F. Это и число $\langle \vec{m} \rangle$ - in-plane и $W_{int} \simeq W_{int}(SD_{11} - SD_{11})$

$W_{int}(\theta) = W_{int}(0)\cos\theta$ – dipolar interaction или

θ угол между $\langle \vec{m}_1 \rangle$ и $\langle \vec{m}_2 \rangle$ слоев.

$W_{int}^{ex}(\theta) = -J_1 \vec{m}_1 \vec{m}_2 = -J\cos\theta$ и H_{int}^{ex} складывая с H_{int}^{dip}, т.к. $W_{int}(\theta)$ - exch/dip обе $\sim \cos\theta$.

Фархад: видно одну TM-моду для каждого значения C_1C_2. Но в exp. – 2 TM, отсюда следует, что мерялся смесь доз с $C_1C_2 = \pm 1$. Поговорились с Ним и увидим текст и дам оценочные equations для SW для $C_1C_2 = -1$ расписать. В гораздо меньших полях H_x, чем для $C_1C_2 = +1$. При $H_x = 0$ четыре пика – азим. SW дублет ($m = \pm 1$) для $C_1C_2 = \pm 1$, составляющих смесь.

(18-19/II) Revised F/N/F - SW - Aliev paper и послал ему со своими комментс. С Л. на море и в Lidl, центр. На бытов (полиция) к Красавчику.

(20/II) Состояние написания/публикаций papers: // $H_z(t)$ с Arantxa

1) Garcia - CoCu - JNN accept. (? norge вышел); 2) Gus - F/N/F-ST - JSM accept. (?)

3) Sukh. - F/N/F-MPD - JAP subm.; 4) Kakaz. - FMR pinning - in prepar.

5) Kabljanskyj - nonlin. FMR - Sci. Rep. subm.; 6) Chen - SW nanotubes - JMMM subm.

7) Awad - F/N/F - SW - in prepar.; 8) Sukh. - Multipole mom. - in prepar.

(21/II) Обсужд. $\vec{F}_{ST}(\vec{X})$ - non-linear с Окс. и обед с ней.

Обсужд. F/N/F - pillar paper с Фархад. Ужин у нас (Окс., Фархад, Юра).

(22/II) Обсужд. $\hat{D}(\vec{X})$ и $\vec{G}(\vec{X})$ non-lin. с Окс. Отработка F/N/F-SW APL с Фархадом. Ужин у нас (Фархад). подписком. с Борис Грибков (Инж. Новгород) - MFM - experiments on dot array с Freeman. Продолжил Экс. anti-vortex resonance measurements на dots (Грибков + Фархад).

Обсужд. Vortex t-effects с Окс. (Diff. ref. ~ dT) Machado, Martens ArXiv 1999.

Kaneko - APL SW in на рецензию.

(23-24/II) Workshop в NanoSpin. Беседы с Окс. и Rafa о $\vec{F}_{ST}(\vec{X})$ non-lin. Ужин у нас: Окс., Rafa + Игорь Ринкин. Update CV. → complex v. calc.?

(25-26/II) Д. рожд. Гости: Окс., Rafa, Юра Иванов (Окс. postdoc). // Славик прислал на рецензию FMR-Nonlin. из Sci. Reports (в subm. file он не принял tracked changes). Приготовил revised version (двенад. Results sec., corrected Refs) и послал to Slavik, т.к. on-line Subm. на пределе.

Посчитать $\vec{F}_{ST}(\vec{X})$ в rig. v. model или в 2-vort. model, но для VC-контура – Игорь с вектором $\vec{X}$.

Escaneado con CamScanner

(27/II) Работа над F/N/F - pillar dynamics paper. Social - завтрак с Ингой. Вес: начала Algebra - Ch. 6 - Complex vect. spaces. Задачи 2d. 4. matrices и не сделано Мелкова Пр. 2.

5 не закончив задачи 2d. 4. matrices и не сделано Мелкова Пр. 2. Получила ей: a) eq. CMP для uniaxial K_1 и single-ion anisotropy - Мелков и b) $\vec{F}_{ST}(\vec{X})$ non-lin. in rigid v. model. Игорь Марушин - доктор

(28/II) не работала Introduction, Refs и revised F/N/F-pillar dynamics paper Istcartet. Marios написал ей Фархаду. Славим ре-subm. PRB-Nonlin. to Sci. Rep. Fri

(29/II) Забрала NIE-tarjeta valid hasta Jan. 16, 2014. С Л. в рус. магаз. и "La Perla".

Беседа с Julian: 1) Virginia фонтанила к конф-ду post-doc, скоро комиссия расск. 2) Финала 2-года Chrysler travel из моно MICINN гранта - 350 евро. Ратхі деньги вернет из Julian. Consolider grant. 3) все платит через UAM за 2012 временно. Задолженность - не могу найти

Работа с Фес.: разобрали PRL'012 Phatak meron states in F/N/F dot и анализировали $\vec{F}_{ST}(\vec{X})$: а) если интегрировать по V. core и контур по Смольяк, то rigid v. и 2-vortex models дают $\vec{F}_{ST} \sim \hat{z} \times \vec{X}$ одинаково. б) если $\int d^2\vec{s}$ по V. core и контур Смольяк, то rigid v. дает $\vec{F}_{ST} = 0$, а 2-vortex model дает $F_{ST} \sim c^2$ ($c = R/R_{cc}$), и получается "0". Все это из $\vec{m} \times \frac{\partial \vec{m}}{\partial X_d}$ расчет

Вопросы: только ли V. core дает $\vec{F}_{ST}$ - вклад? почему результат отлич. от $\sin^2\Theta \frac{\partial \Phi}{\partial X_d}$ - расчета Gus'ЛЛ? можно ли представить (хотя в мик. приближ.) $\vec{F}_{ST}$ через топол. заряд Q_s?

ST-force - Nonlinear

(1/III) Оформление с Arantxa docs, связанных с расширением ее 60% - postdoc contract внутри MICINN - NSF grant. // Отдать Химик-factures to Ratxi'. Сем. talk DIPC: Dugaev, 2D el. gas in periodic mag. none, AHE.

$\vec{F}_{ST}(\vec{X})$ ST: один из или все/некоторые выводы от 29/II о $\vec{F}_{ST}(\vec{X})$ неверны, т.к. брали $m_x + i m_y = f(z,s)$, а надо $m_x + i m_y = \frac{2f}{1+|f|^2}$ внутри V. core.

$\vec{m}(\Theta,\Phi)$ дает $F^d_{ST} = aLP \int d^2\vec{s} \left(\vec{m} \times \frac{\partial \vec{m}}{\partial X_d}\right)_z = a \int_S d^2\vec{s} \sin^2\Theta \frac{\partial \Phi}{\partial X_d}$ - интеграл по S - всему dot.

$I_\Phi = \int_S d^2\vec{s} \frac{\partial \Phi}{\partial X_d} = \frac{\partial}{\partial X_d} \int d^2\vec{s}\, \Phi(\vec{s},\vec{X})$ т.к. пределы $\int_0^b$ от X_d не зависят.

$w = \operatorname{tg}\frac{\theta}{2} e^{i\Phi} = \left\{ \begin{matrix} f - \text{core} \\ f/|f|, \text{ вне core} \end{matrix} \right\}$, $\Phi = \arg(w) = \arg(f)$ - одинаково вне, внутри core.

Сем. 11/XII 2009 г. $\ln w = \ln\left(\operatorname{tg}\frac{\theta}{2}\right) + i\Phi$, $\Phi = \operatorname{Im}(\ln w)$

$\operatorname{Im}(\ln f)$ в core и $\operatorname{Im}(\ln f/|f|) = \operatorname{Im}(\ln f - \ln|f|) = \operatorname{Im}(\ln f)$ вне core, т.к. $\operatorname{Im}(\ln|f|) = 0$. $\Phi = \operatorname{Im}(\ln f)$.

$I_\Phi = \frac{\partial}{\partial S_d} \int_S d^2\vec{s}\, \operatorname{Im}(\ln f) = \frac{\partial}{\partial S_d} \operatorname{Im} \int_S d^2\vec{s}\, \ln f(z,s)$

Пусть rigid v. model $f(z) = i\frac{C}{c}(z - S)$, $\ln f = \ln \frac{i}{c} z\left(1 - \frac{S}{z}\right) = \left|\varepsilon = -\frac{S}{z}\right| =$

$= \text{const}(S) + \ln(1+\varepsilon) = \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} \frac{\varepsilon^n}{n} = -\sum_{n=1}^{\infty} \frac{S^n}{z^n} \frac{1}{n} = -\sum_n \frac{1}{n}\left(\frac{S}{z}\right)^n e^{-in\varphi}$

$\int_0^{2\pi} d\varphi \ln f = -\int_0^{2\pi} d\varphi \sum_{n=1} \frac{1}{n}\left(\frac{S}{z}\right)^n e^{-in\varphi} = 0$, т.к. члена с $n=0$ нет.

156/209

Надо брать $\left(\frac{S}{z}\right)^n = \frac{|S|^n}{z^n}\left(e^{i\varphi_s - i\varphi}\right)^n = \frac{|S|^n}{z^n} e^{-in(\varphi - \varphi_s)}$, но $\int_0^{2\pi} d\varphi (\dots) = 0$ все равно

Пусть 2-vortex model $f(z) = \frac{1}{c}\left[iCz + \frac{a}{2} - \frac{\bar{a}}{2} z^2\right]$, def. $b = \frac{1}{iC}\frac{a}{2}$ - малый пар.

$\ln f = \ln\left\{\frac{i}{c} C z\left[1 + \frac{b}{z} + \bar{b} z\right]\right\} = \ln\left(i\frac{C}{c} z\right) + \ln\left(1 + \frac{b}{z} + \bar{b} z\right) = \left|\varepsilon = \frac{b}{z} + \bar{b} z\right| =$

$= \text{const}(S_z) + \ln(1+\varepsilon) = \sum_{n=1} \frac{(-1)^{n+1}}{n} \varepsilon^n$, $\int_0^{2\pi} d\varphi \ln f = \sum_{n=1} \frac{(-1)^{n+1}}{n} \int_0^{2\pi} d\varphi\, \varepsilon^n$

23 Aste • Semana

Escaneado con CamScanner

$\int_0^{2\pi} d\varphi\, \varepsilon^n = \int_0^{2\pi} d\varphi \left(\frac{b}{z} + \bar{b} z\right)^n = \int_0^{2\pi} d\varphi \left(\frac{b}{s} e^{-i\varphi} + \bar{b} s e^{i\varphi}\right)^n = 2\pi C_n^{n/2} |b|^n$ при n — чет.; при нечет. $= 0$, но также

Julio · Ekaina

Lunes

Число real $\Rightarrow \operatorname{Im}\left(\int d\varphi\, \varepsilon^n\right) = 0$.

Отсюда $\int d\varphi \frac{\partial \Phi}{\partial s_\alpha} = 0$ и $\int_S d^2\vec{s}\, \frac{\partial \Phi}{\partial s_\alpha} = 0$, S — весь dot.

6

$F(z) \equiv \ln f(z) = \ln|f| + i\Phi(z)$ ~ analytic, $F(z) = u(x,y) + iv(x,y)$, $\Delta u = \Delta v = 0$ harmonic

$F(z)$ analytic $\forall z$, кроме точки $f(z) = 0$, т. е. center of the vortex

Miércoles · Asteazkena

Но если $f(z) = 0$, $z = s$, разложение по $\frac{s}{z}$ или $\varepsilon = \frac{b}{z} + \bar{b} z \sim \frac{a}{z} \sim \frac{s}{z}$ прово-

дить нельзя. $\int_0^{2\pi} d\varphi\, \Phi_s = 0$?

$f(z) = 0$ и/м $z = s$ — vigid v. и $f(z) = 0$ и/м $z_1 = \frac{ia}{|a|^2}\left[1 - \sqrt{1-|a|^2}\right]$, $|z_1| \le 1$.

$a = -\frac{2is}{1+|s|^2}$, $f(z) = i\frac{\Phi}{c}\left[z - \frac{s + \bar{s} z^2}{1+|s|^2}\right]$, $z_1 \equiv s$ — точка $f(z) = 0$, $m_z = \pm 1$.

$\Phi(x,y)$ — harmonic function $\forall x, y$, кроме $x+iy = z = s$.

$\Phi(x,y)$ сингулярна и/м $z = s$, $f(z) = 0$, $\ln f(z) \to \infty$, т. к. $\Phi = \operatorname{Im}(\ln f)$

$\int d^2\vec{s}\, \Phi(x,y)$ — совсем не очевидно, что это $= 0$ для вортех $\Phi(x,y)$.

Это недостаток (Θ, Φ) представления. // Прим!

$\left(\vec{m} \times \frac{\partial \vec{m}}{\partial s_\alpha}\right)_z = m_x \frac{\partial m_y}{\partial s_\alpha} - m_y \frac{\partial m_x}{\partial s_\alpha}$, $m_x + i m_y \leftrightarrow \frac{2w}{1+|w|^2}$, $w = \left\{\frac{f, \text{core}}{f/|f|}\right\}$

т-ка Грина $\int_D dx\, dy \frac{\partial f}{\partial \bar{z}} = \frac{1}{2i}\oint_{\partial D} f(z)\, dz$, $f(z\bar{z})$, так просто не применить,

ведь $\frac{\partial f}{\partial z}$ сингулярна и/м $z = s$.

$\left(\vec{m} \times \frac{\partial \vec{m}}{\partial s_\alpha}\right)_z = \frac{2i}{(1+w\bar{w})^2}\left[w\frac{\partial \bar{w}}{\partial s_\alpha} - \bar{w}\frac{\partial w}{\partial s_\alpha}\right]$, что дает $\left(\vec{m} \times \frac{\partial \vec{m}}{\partial s_\alpha}\right)_z = \frac{\partial \Phi}{\partial s_\alpha}$ вне core,

и $\left(\vec{m} \times \frac{\partial \vec{m}}{\partial s_\alpha}\right)_z = \frac{4|f|^2}{(1+|f|^2)^2}\frac{\partial \Phi}{\partial s_\alpha}$ внутри core. $\Phi = \operatorname{Im}(\ln f) = \frac{1}{2i}(\ln f - \ln \bar{f})$

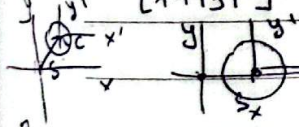
Чуть rigid v. model:

$J^\alpha_{\text{core}} = \int_{\text{core}} d^2\vec{s}\left(\vec{m} \times \frac{\partial \vec{m}}{\partial s_\alpha}\right)_z = \int_{\text{core}} d^2\vec{s}\, \frac{2i}{(1+|f|^2)^2}\left[f\frac{\partial \bar{f}}{\partial s_\alpha} - \bar{f}\frac{\partial f}{\partial s_\alpha}\right]$

$f(z,s) = \frac{i}{c}(z - s)$, чуть $s = s_x$, $\frac{\partial f}{\partial s_x} = \frac{i}{c}(-1)$, $\bar{f} = -\frac{i}{c}(\bar{z} - s_x)$ $\quad \partial\bar{f}/\partial s_x = i/c$

$J^x_c = \int_c d^2\vec{s}\, \frac{2i}{\left[1+|f|^2\right]^2}\left[\frac{i}{c}(z-s_x)\frac{i}{c} + \frac{i}{c}(\bar{z}-s_x)\frac{(-i)}{c}\right] \sim \frac{i^2}{c^2}\left[z - s_x - \bar{z} + s_x\right] =$

$= \int d^2\vec{s}\, \frac{1}{\left[1+|f|^2\right]}\, 2i\left(-\frac{1}{c^2}\right)(z - \bar{z}) = \frac{4}{c^2}\int_c d^2\vec{s}\, \frac{y}{\left[1+|f|^2\right]^2}$, $|f|^2 = \frac{1}{c^2}|(z - s_x)|^2$



$y = y'$, $x = x' + s_x$, $|z - s_x|^2 = x'^2 + y'^2 = s'^2$

В силу симм. системы координат $J^x_{\text{core}} = \frac{4}{c^2}\int_c ds' s' \int_0^{2\pi} d\varphi' \frac{s' \sin\varphi'}{\left[1 + \frac{1}{c^2}s'^2\right]^2} = 0$ (core)

$J^x(\text{вне core}) = \int_{\text{вне}} d^2\vec{s}\, \frac{2i}{4}\left[\frac{\partial}{\partial s_\alpha}\ln\frac{\bar{f}}{f}\right] = \frac{\partial}{\partial s_\alpha}\int_{\text{вне core}} d^2\vec{s}\, \Phi(x,y,s) = \frac{\partial}{\partial s_\alpha}\left[\int_{\text{dot}} d^2\vec{s}\,\Phi - \int_{\text{core}} d^2\vec{s}\,\Phi\right]$

$w = \bar{f}/|f|$

$\frac{\partial}{\partial s_\alpha}\ln\frac{\bar{f}}{f} = \frac{\partial}{\partial s_\alpha}\left[\ln\bar{f} - \ln f\right] = \frac{1}{\bar{f}}\frac{\partial \bar{f}}{\partial s_\alpha} - \frac{1}{f}\frac{\partial f}{\partial s_\alpha} = \frac{1}{\left[-\frac{i}{c}(\bar{z} - s_x)\right]}\frac{i}{c} - \frac{1}{\left[\frac{i}{c}(z - s_x)\right]}\frac{(-i)}{c} =$

$= \frac{1}{(z - s_x)} - \frac{1}{(\bar{z} - s_x)} = \frac{\bar{z} - s_x - (z - s_x)}{(z - s_x)(\bar{z} - s_x)} = \frac{-2iy}{|z - s_x|^2}$

$J^x(\text{вне core}) = \frac{i}{2}(-2i)\int_{\text{вне}} d^2\vec{s}\, \frac{y}{|z - s_x|^2} = \int_{\text{вне}} d\varepsilon^x \frac{y}{|z - s_x|^2} = \int_{\text{dot}} d^2\vec{s}\, \frac{y}{|z - s_x|^2}$

$\int_{\text{core}} d^2\vec{s}\, \frac{y}{|z - s_x|^2} = 0$, $|z - s_x|^2 = (x - s_x)^2 + y^2 = s^2 + s_x^2 - 2 s s_x \cos\varphi$

$J^x(\text{вне core}) = \int_0^s ds\, s \int_0^{2\pi} d\varphi\, \frac{s \sin\varphi}{s^2 + s_x^2 - 2 s s_x \cos\varphi} \sim \ln(a - b\cos\varphi)\Big|_0^{2\pi} = 0$ (!?) —

Semana • Aste 23

Escaneado con CamScanner

– Вопрос: rigid v. model и вихрь: и $F_{ST}(\vec{X}) = 0 \ \forall X$. Проверить

(2/III) Ukraina junio Подписана рам. договор подп. Л. Подготовка e-mails по расширению на 3 г.

7 Две rigid v. model $\Phi(\vec{s},\vec{S}) = \operatorname{arctg}\left(\frac{y-S_y}{x-S_x}\right)$, $\frac{\partial\Phi}{\partial S_x} = \frac{(y-S_y)}{(x-S_x)^2+(y-S_y)^2}$.

Ostegenda Sucre $\frac{\partial\Phi}{\partial S_x} \frac{1}{1+\left(\frac{\Delta y}{\Delta x}\right)^2} \frac{(y-S_y)}{(x-S_x)^2}$ (m)

– Exc. grant, где вернули 450 и 510 € travel expenses. Finished

– post doc contract - Arantxa Patxi прислан corrected, Sal de MICINN

– Rec. grant, где вернули 450 и 510 € travel expenses. Finished

1/III было $F_{ST}^x = 0$, но взяли $S_y = 0$ две точки.

Может и $F_{ST}^x = 0$ из-за $S_y = 0$?

→ $F_{ST}^x \sim \int d^2\vec{S}\left(\vec{m}\times\frac{\partial\vec{m}}{\partial S_x}\right)_z = \int d^2\vec{S}\,\frac{4|W|^2}{\left[1+|W|^2\right]^2}\frac{\partial\Phi}{\partial S_x}$ (в core $|W|\neq 1$, $S(z)=W$, вне core $|W|=1 \to$ тривиально, $W = S/|S|$.

Вне core $\int_{(вне)} d^2\vec{S}\,\frac{\partial\Phi}{\partial S_x} = \int d^2\vec{S}\,\frac{(y-S_y)}{\left[(x-S_x)^2+(y-S_y)^2\right]} = \int_{dot} d^2\vec{S}\,(\cdot) - \int_{core} d^2\vec{S}$

$\int_{core} d^2\vec{S}\,\frac{(y-S_y)}{[\,\cdot\,]^2} = \int_0^c d\varsigma'\varsigma' \int_0^{2\pi} d\varphi' \frac{\varsigma'\sin\varphi'}{\varsigma'^2} = 0$, $\int_{dot} d^2\vec{S}\,\frac{(y-S_y)}{\left[(x-S_x)^2+(y-S_y)^2\right]} = 2$

$[\,\cdot\,] = |\vec{S}-\vec{s}|^2 = S^2+\varsigma^2-2S\varsigma\cos(\varphi-\varphi_S)$

$= \int_0^1 d\varsigma\varsigma \int_0^{2\pi} d\varphi \frac{\varsigma\sin\varphi - S_y}{\left[S^2+\varsigma^2-2S\varsigma\cos(\varphi-\varphi_S)\right]} = \left|\varphi-\varphi_S=\varphi'\right| = \int_0^1 d\varsigma\varsigma \int_{\varphi_S}^{2\pi-\varphi_S} \frac{\varsigma\sin(\varphi'+\varphi_S)-S_y}{\left[\varsigma^2+S^2-2\varsigma S\cos\varphi'\right]} d\varphi' =$

$= \int_0^1 d\varsigma\varsigma \int_0^{2\pi} d\varphi' \frac{\varsigma(\sin\varphi'\cos\varphi_S+\cos\varphi'\sin\varphi_S)-S_y}{\left[\varsigma^2+S^2-2\varsigma S\cos\varphi'\right]} = \int d\varsigma\varsigma \int_0^{2\pi} d\varphi \frac{(\varsigma\cos\varphi\sin\varphi_S - S_y)}{\left[\varsigma^2+S^2-2\varsigma S\cos\varphi\right]} =$

(инт. $\sin\varphi=0$)

$= \int d\varsigma\varsigma\left[\varsigma\sin\varphi_S\int_0^{2\pi}\frac{d\varphi\cos\varphi}{\varsigma^2+S^2-2\varsigma S\cos\varphi} - S_y\int_0^{2\pi}\frac{d\varphi}{\varsigma^2+S^2-2\varsigma S\cos\varphi}\right] =$

$= \int d\varsigma\varsigma\left[\frac{\varsigma\sin\varphi_S}{\varsigma^2+S^2}\int_0^{2\pi}\frac{d\varphi\cos\varphi}{1-\frac{2S\varsigma}{S^2+\varsigma^2}\cos\varphi} - \frac{S_y}{\varsigma^2+S^2}\int_0^{2\pi} d\varphi\,\frac{1}{1-\frac{2S\varsigma}{S^2+\varsigma^2}\cos\varphi}\right] =$

$= \left||a| = \frac{2S\varsigma}{S^2+\varsigma^2} < 1,\ (\varsigma\div S)^2 < 1\right| = 2\int d\varsigma\varsigma\,\frac{1}{S^2+\varsigma^2}\left[\varsigma\sin\varphi_S\,\pi\left(\frac{\sqrt{1-a^2}-1}{\sqrt{1-a^2}}\right) - S_y\frac{\pi}{\sqrt{1-a^2}}\right]$

$1-a^2 = 1-\frac{4S^2\varsigma^2}{(S^2+\varsigma^2)^2} = \left(\frac{\varsigma^2-S^2}{\varsigma^2+S^2}\right)^2$

$\int_{dot} d^2\vec{S}\,\frac{(y-S_y)}{\left[(x-S_x)^2+(y-S_y)^2\right]} = 2\pi\int_0^1 d\varsigma\,\frac{\varsigma}{(\varsigma^2+S^2)|\varsigma^2-S^2|}\left[\varsigma\sin\varphi_S\left(\frac{|\varsigma^2-S^2|}{\varsigma^2+S^2}-1\right)-S_y\right] =$

$= 2\pi\int_0^1 d\varsigma\varsigma\,\frac{1}{|\varsigma^2-S^2|}\left[\varsigma\sin\varphi_S\left(\frac{|\varsigma^2-S^2|}{\varsigma^2+S^2}-1\right)\frac{\varsigma^2+S^2}{\varsigma^2-S^2}-S_y\right] = \int_{вне\,core} d^2\vec{S}\,\frac{\partial\Phi}{\partial S_x}$ (rigid v. mod.)

→ F_{ST}^x (вне core) $\sim \int_{(вне\,core)} d^2\vec{S}\,\frac{\partial\Phi}{\partial S_x} = \left|\text{лин. по } S_x\right| = 2\pi\int_c^1 \frac{d\varsigma}{\varsigma}(-S_y) = -2\pi\ln\frac{1}{c}\cdot S_y$

Нейрон

$F_{ST}^x(S)$ (вне core) $\sim 2\pi\int_0^1 d\varsigma\varsigma\,\frac{1}{|\varsigma^2-S^2|}\left[\varsigma\sin\varphi_S\left(\frac{|\varsigma^2-S^2|}{|\varsigma^2+S^2|}-1\right)-S_y\right]$ – non-linear

$\sin\varphi_S = \frac{S_y}{|S|}$,

Так что $F_{ST}^x(S) \sim S_y f(S)$.

$|S(z)|^2 = \frac{1}{c^2}|z-S|^2$ и $F_{ST}^x(\text{core}) = \frac{4}{c^2}\int_{(core)} d^2\vec{S}\,\frac{|z-S|^2}{\left[1+\frac{1}{c^2}|z-S|^2\right]^2}\frac{(y-S_y)}{|z-S|^2} =$

$= \left|\begin{matrix}x'=x-S_x\\ y'=y-S_y\end{matrix}\right| = \frac{4}{c^2}\int_0^c d\varsigma'\varsigma'\int_0^{2\pi}\frac{\varsigma'^2}{\left[1+\frac{1}{c^2}\varsigma'^2\right]^2}\cdot\frac{\varsigma'\sin\varphi'}{\varsigma'^2}d\varphi' = 0.$

158/207

В rigid v. model $\vec{F}_{ST}(\vec{X})$ есть только вне v. core, и $F_{ST}^x \sim 2\pi\ln\frac{1}{c}\cdot S_y$ (lin)

$\vec{F}_{ST} = aL\int d^2\vec{S}\sin^2\theta\frac{\partial\Phi}{\partial\vec{S}} \to \vec{F}_{ST} = 2\pi aL(\hat{z}\times\vec{S})\gamma_p$, $\gamma_p = \frac{1}{2}$ (rig. v.), $\gamma_p = \frac{1}{2} - O(c^4)$ pole-free model

(см. 15/XI 2009 г.)

Т.е. в rigid v. model теперь $(2\pi aL\ln 1/c)$ вместо $2\pi aL$ – коэффициента Gus' JP'11.

Оксана Ч. прислала file по non-linear ST, из которого следует

$\int d^2\vec{S}\,\frac{\partial\Phi}{\partial\vec{X}} = 0$ с точн. до X_1^3 по-крайней мере, т.е. вывод Gus' JPCS'11 о

(pole-free model) что ST-force из-за v. core только верен в pole-free 2d model

Escaneado con CamScanner

Escaneado con CamScanner

Viernes · Ostirala

Julian сказал, что ректорат прислал ему documents на Virginia и на днях соберет комиссию. Письма с Atantxa по ректорат, сделали от-
ветственность Spanish-Portugal travel grant (мы сами, т.к. generic прислали).
Разговоры как делать отчет по MICINN-NSF grant — срочно.
Обсудили с Глебом, что переделать по FMR-pin. paper (послал ему d(θ)).
Он обещал сам сделать submission to PRB. Глеб сам FMR по stripes FeNi
на меди и FeNi-подложке (обращать внимание "чудак"). Обещал домерить их
и прислать мне для возможн. обновления paper по stripe-array Magnonics.
Зав. вече. $\vec{F}_{ST}(\vec{X})$ Заготовку Окс.-Кафа для анализа. Вечер "Ser Ikerbasque" в Bilbao.

Viernes · Ostirala

Сделал и послал ref. report по SW-APL paper by Kaneko. Прочитал
присланные Nat. Com. Im — DM interaction-Vortex MS и second version и
рекомендовал MS to publication. Вчера MICINN-NSF grant,
прислали positive response на JAP-F/N/F-MP. Сделал minor revision.
Обсудил Ikerbasque позиции-пер. с Julian и Окс. и $\vec{F}_{ST}$ с Окс.

Sábado · Larunbata

UPV/EHU сообщили Virginia о contracte. Наконец ей то sign contract ASAP
и submit application to Casa de Talento. Вчера Referee JAP-F/N/F.
Прислал JAP-F/N/F MPD paper.

$$\vec{F}_{ST}(\vec{X}) = a\int d^2\vec{s}\,\sin^2\Theta\frac{\partial\Phi}{\partial\vec{s}} \quad \text{или} \quad F^{\alpha}_{ST} = a\int d^2\vec{s}\left(\vec{m}\times\frac{\partial\vec{m}}{\partial s_\alpha}\right)_z,\ \vec{s}=\frac{\vec{X}}{R}.$$

$$\left(\vec{m}\times\frac{\partial\vec{m}}{\partial s_\alpha}\right)_z \overset{\det}{=} \frac{2i}{(1+w\bar{w})^2}\left[w\frac{\partial\bar{w}}{\partial s_\alpha}-\bar{w}\frac{\partial w}{\partial s_\alpha}\right],\quad w(z\bar{z}) = \begin{cases} f(z) \text{ в core},\ |f|\le 1 \\ f(z)/|f|,\ \text{вне core}\end{cases}$$

в $(\theta\varphi)$ представ. $\left(\vec{m}\times\frac{\partial\vec{m}}{\partial s_\alpha}\right)_z = \frac{4|w|^2}{(1+w\bar{w})^2}\frac{\partial\Phi}{\partial s_\alpha}$. $w\frac{\partial\bar{w}}{\partial s_\alpha}-\bar{w}\frac{\partial w}{\partial s_\alpha} = w\nabla_{\vec{s}}\bar{w}-\bar{w}\nabla_{\vec{s}}w$

- похоже на rot $\psi\nabla\psi^* - \psi^*\nabla\psi$.

$\ln f(z) = \ln|f| + i\Phi(x,y)$, $\Phi = \arg(w) = \arg(f) = \mathrm{Im}(\ln f(z))$ и

$\ln f(z)$ is analytic function except points $f(z)=0$ (v. core), $\Phi(x,y)$ 159/206
удовлетв. ур. Лапласа $\forall x,y$, кроме v. core center, $\nabla^2\Phi(x,y)=0$.

Rigid v. model, $\Phi(x,y) = \mathrm{arctg}\left(\frac{y'}{x'}\right)$, $y'=y-s_y$, $x'=x-s_x$. $\frac{\partial}{\partial x_\alpha}=\frac{\partial}{\partial x'_\alpha}$

$\frac{\partial\Phi}{\partial x'} = \frac{1}{1+(y'/x')^2}\frac{(-y')}{x'^2} = -\frac{1}{g'^2}y'$; $\frac{\partial\Phi}{\partial y'} = \frac{x'}{g'^2}$, $\nabla^2 = \frac{\partial}{\partial x^2}+\frac{\partial}{\partial y^2} = 4\frac{\partial^2}{\partial z\partial\bar{z}}$

$\frac{\partial^2\Phi}{\partial x'^2} = \frac{2x'}{g'^4} = +2\frac{x'y'}{g'^4}$, $\frac{\partial^2\Phi}{\partial y'^2} = \frac{x'}{g'^4}(-1)2y'$, $\nabla^2\Phi = 0$.

Domingo · Igandea

$\ln f(z) = b + \int_a^z \frac{f'(\zeta)}{f(\zeta)}d\zeta$ — analytic f. $\oint_{\partial D} f(z\bar{z})dz = 2i\int_D dx\,dy\frac{\partial f}{\partial\bar{z}}$ (Грин) 161/204

Для analytic f. $f(z) = \frac{1}{2\pi}\oint_0^{2\pi} d\varphi\, f(z+ge^{i\varphi})$ к/круг centered at z. $f(z) = \frac{1}{2\pi i}\int_{\partial D}\frac{f(\zeta)d\zeta}{(\zeta-z)} - \pi^{-1}\int_D\frac{\partial f}{\partial\bar{\zeta}}\frac{d\xi dy}{(\zeta-z)}$ (Бореель)

Для дифференцируемой $f(z)$, $\zeta = \xi+iy$.

Если $f(z) = (z-a)^n\Phi(z)$ имеет "0" порядка "n", то $\frac{f'(z)}{f(z)} = \frac{n}{(z-a)} + c_1 + \dots$

Для meromorfic $f(z)$ $\frac{1}{2\pi i}\oint_{\partial G}\frac{f'(z)}{f(z)}dz = N-P$, N,P - число "0" и полюсов $f(z)$ внутри G (in сол.)

Semana · Aste 23

Ekaina · Junio

$\oint_{\partial G} \frac{f'(z)}{f(z)} dz = i \Delta_{\partial G} \arg f(z)$, $\Delta_{\partial G}$ - изменение при обходе контура ∂G

11. $\frac{1}{2\pi} \Delta_{\partial G} \arg f(z) = N - P$ — это winding number of $f(z)$ w.r.t. $w=0$.

T.к. $\nabla^2 \Phi(x,y) = 0$, $\Phi(x,y) = \sum_n a_n h_n(x,y)$, $h_n(x,y)$ - harmonic polynomials

$\nabla^2 h_n(x,y) = 0$, $h_2(x,y) = x^2 - y^2 \sim \cos 2\varphi$. Если a_0 и a_1 в разложении?

$\int_0^{2\pi} d\varphi \Phi(x,y) = \int_0^{2\pi} d\varphi \sum_n a_n h_n = 2\pi a_0 h_0 = \text{const}$, $\frac{\partial}{\partial s_\alpha} \int d\varphi \Phi = 0$.

Но так только если $\Phi(x,y)$ harmonic $\forall x,y$. Н/м $z = s$ $\Phi(x,y)$ - indefinite

$h_n(x,y)$ можно как $\mathrm{Re}(z^n)$ или $\mathrm{Im}(z^n)$.

Dec. resubmitted JAP-F/N/F MPD paper. Also submitted FMR-pin. to PRB-BQJ

(8/III) Обед с Л. Ивонн Фарраг: он будет симулировать спектр с $d_{Cu} = 1$ nm для $C_1 C_2 = +1$ (Fig. 2) для сравн. с экспериментом. Мне объяснить: почему для $d_{Cu} = 1$ nm все частоты сдвинуты вверх на ~ 2 GHz по сравн. с $d_{Cu} = 20$ nm.

В pole free model $\Phi(x,y,\vec{S}) = C\frac{\pi}{2} + \mathrm{arctg}\left(\frac{y - S_y}{x - S_x}\right) + \mathrm{arctg}\left(\frac{y - \bar{S}_y}{x - \bar{S}_x}\right) - \mathrm{arctg}\left(\frac{S_y}{S_x}\right)$

$\bar{S}_x = S_x / S^2$, $\bar{S}_y = S_y / S^2$, $S^2 = S_x^2 + S_y^2$.

Очевидно $\nabla^2 \Phi(x,y) = 0$ кроме $\vec{s} = \vec{S}$. $f(z) = \frac{i}{c} C \left[z - \frac{S + \bar{S} z^2}{1 + |S|^2} \right]$, $f(S) = 0$.

$\vec{F}_{ST}(\vec{S}) = a \int d^2\vec{s}\, \sin^2\Theta \frac{\partial \Phi}{\partial \vec{S}} = a \int d^2\vec{s} \frac{4|w|^2}{[1+|w|^2]^2} \frac{\partial \Phi}{\partial \vec{S}}$. $f(z) = -i\frac{C}{c} \frac{(z-S)(\bar{S}z - 1)}{1 + |S|^2}$

$F_{ST}^- \sim \frac{\partial \Phi}{\partial S}$ и $F^+ \sim \frac{\partial \Phi}{\partial \bar{S}}$ в каких. компонентах $\vec{F}_{ST} = \hat{e}_+ F_{ST}^+ + \hat{e}_- F_{ST}^-$, $\hat{e}_\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{x} \pm i\hat{y})$

$\Phi = \mathrm{Im}(\ln f)$, $\frac{\partial \Phi}{\partial S} = -\frac{1}{2i} \frac{\partial}{\partial S} \left[\ln \frac{\bar{f}}{f} \right] = \frac{i}{2} \frac{1}{|f|^2} \left[f \frac{\partial \bar{f}}{\partial S} - \bar{f} \frac{\partial f}{\partial S} \right]$

$\ln f = \ln(-i\frac{C}{c}) - \ln(1 + |S|^2) + \ln(z - S) + \ln(\bar{S}z - 1)$

$\frac{\partial \ln f}{\partial S} = -\frac{1}{|S|^2 + 1} \bar{S} + \frac{1}{(z - S)}(-1)$, $\bar{f}(z) = i\frac{C}{c} \frac{1}{1 + |S|^2} (\bar{z} - \bar{S})(S\bar{z} - 1)$

$\ln \bar{f} = \ln(i\frac{C}{c}) - \ln(1 + |S|^2) + \ln(\bar{z} - \bar{S}) + \ln(S\bar{z} - 1)$

$\frac{\partial \ln \bar{f}}{\partial S} = -\frac{1}{1 + |S|^2} \bar{S} + \frac{1}{(S\bar{z} - 1)} \bar{z}$; $\left[\frac{\partial \ln f}{\partial S} - \frac{\partial \ln \bar{f}}{\partial S} \right] = -\frac{1}{(z - S)} - \frac{\bar{z}}{(S\bar{z} - 1)} =$

$= \frac{\partial}{\partial S} \left[\text{const}(S) + \ln(z - S) - \ln(S\bar{z} - 1) \right] = (-1) \frac{(S\bar{z} - 1) + \bar{z}(z - S)}{(z - S)(S\bar{z} - 1)} = \frac{1 - |z|^2}{(z - S)(S\bar{z} - 1)}$

$\frac{\partial \Phi}{\partial S} = \frac{i}{2} \frac{\partial}{\partial S} \left[\ln \bar{f} - \ln f \right] = -\frac{i}{2} \frac{(1 - g^2)}{(z - S)(S\bar{z} - 1)}$ — pole free model, $g = |z|$.

→ видна сингулярность (полюс) $\frac{\partial \Phi}{\partial S}(z)$ в $z = S$ в vortex core.

$F_S(z, \bar{z}, S) = -\frac{i}{2} \frac{(1 - g^2)}{(z - S)(S\bar{z} - 1)} = \frac{\partial \Phi}{\partial S}$. $F_{ST}^- \sim \int d^2\vec{s}\, \sin^2\Theta \frac{\partial \Phi}{\partial S}$.

$\sin^2\Theta = \frac{4|w|^2}{[1 + |w|^2]^2}$. В core $|w|^2 = |f|^2 = \frac{1}{c^2} \frac{1}{[1 + |S|^2]^2} |z - S|^2 |\bar{S}z - 1|^2 =$

$= \frac{1}{c^2} \frac{1}{[1 + |S|^2]^2} (z - S)(\bar{z} - \bar{S})(\bar{S}z - 1)(S\bar{z} - 1)$. Вне core $\sin^2\Theta = 1$.

→ $F_{ST}^- = a \int_{(\text{core})} d^2\vec{s}\, \sin^2\Theta \frac{\partial \Phi}{\partial S} = 4\frac{a}{c^2} \int \frac{d^2\vec{s}}{[1 + |S|^2]^2} \frac{(z - S)(\bar{z} - \bar{S})(\bar{S}z - 1)(S\bar{z} - 1)}{[1 + f\bar{f}]^2} \left(-\frac{i}{2}\right) \frac{(1 - |z|^2)}{(z - S)(S\bar{z} - 1)} =$

$= -\frac{i}{2} \frac{a}{c^2} \frac{4}{[1 + |S|^2]^2} \int_{(\text{core})} \frac{d^2\vec{s}}{[1 + f\bar{f}]^2} (1 - g^2)(\bar{z} - \bar{S})(\bar{S}z - 1) = \frac{g(\bar{S})}{[1 + |S|^2]^2}$, $g(0) = 0$.

$(\bar{z} - \bar{S})(\bar{S}z - 1) = \bar{S}g^2 - \bar{z} - \bar{S}^2 z + \bar{S} = \bar{S}(1 + g^2) - \bar{z} - z\bar{S}^2$.

Интересно $\int_{\text{dot}} d^2\vec{s} \frac{\partial \Phi}{\partial S} = (-\frac{i}{2}) \int d^2\vec{s} \frac{(1 - g^2)}{(z - S)(S\bar{z} - 1)} = \frac{i}{2} \int_{\text{dot}} d^2\vec{s} \left[\frac{1}{(z - S)} + \frac{\bar{z}}{(S\bar{z} - 1)} \right] =$ AVM Energy

Escaneado con CamScanner

$= \frac{i}{2}\left[\frac{\pi}{S} + \int d^2\vec{\rho}\,\frac{1}{(z-S)} + \frac{1}{S^2}\int \frac{d^2\vec{\rho}}{(\bar{z}-\frac{1}{S})}\right]$ (1-22)

$\int_0^{2\pi} d\varphi \frac{1}{(z-S)} = \int d\varphi \frac{(\bar{z}-\bar{S})}{|z-S|^2} = \int_0^{2\pi} d\varphi \frac{[\rho\cos\varphi - S_x - i(\rho\sin\varphi - S_y)]}{[\rho^2 + |S|^2 - 2|S|\rho\cos(\varphi-\varphi_S)]} = |\varphi-\varphi_S = \varphi'| =$

$= \int_0^{2\pi} \frac{\rho(\cos\varphi'\cos\varphi_S + \sin\varphi'\sin\varphi_S) - i\rho(\sin\varphi'\cos\varphi_S - \sin\varphi_S\cos\varphi') - S_x + iS_y}{[\rho^2 + |S|^2 - 2|S|\rho\cos\varphi']}$

$\int_0^{2\pi} \frac{1}{\rho e^{i\varphi} - |S|e^{i\varphi_S}} = \int \frac{d\varphi e^{-i\varphi}}{\rho - |S|e^{i(\varphi_S-\varphi)}} = \int \frac{d\varphi' e^{-i(\varphi'+\varphi_S)}}{\rho - |S|e^{-i\varphi'}} = e^{-i\varphi_S} i\int \frac{d(e^{-i\varphi'})}{\rho - |S|e^{-i\varphi'}} =$

$= e^{-i\varphi_S}\int \frac{dx}{\rho - |S|x} = \frac{e^{-i\varphi_S}}{|S|}(-1)\int \frac{d(\rho - |S|x)}{\rho - |S|x} = -\frac{1}{|S|}e^{-i\varphi_S}\ln(\rho - |S|x)\Big|_1^1 = 0$ (?)

Интеграл Вея.

Бицадзе, с. 127 (комплекс. функции): если D – един. круг, n – натур. число

$\frac{1}{\pi}\iint_D \frac{\xi^n\, d\xi dy}{\xi - z} = z^{n-1}(1-z\bar{z})$, $\xi = \xi + iy$, $n = 1, 2, 3, \dots$, $z \in D$

$\frac{1}{\pi}\int_{det} dx\,dy\,\frac{z^n}{z-S} = S^{n-1}(1-|S|^2)$. Когда $n=1$, $\frac{z}{z-S} = \frac{(z-S)+S}{(z-S)} = 1 + \frac{S}{(z-S)}$

$\frac{1}{\pi}\left[\int_{det} dx\,dy \cdot 1 + S\int_{det}\frac{dx\,dy}{(z-S)}\right] = 1-|S|^2$, $\frac{1}{\pi}\left[\pi R^2\Big|_{R=1} + S\int\frac{dx\,dy}{(z-S)}\right] =$

$= 1-|S|^2$, $1 + \frac{S}{\pi}\int\frac{d^2\vec{\rho}}{(z-S)} = 1-|S|^2$, $\int_{det}\frac{d^2\vec{\rho}}{(z-S)} = -\frac{|S|^2}{S}\pi = -\bar{S}\pi$. ← RVM

$I(S) = \int_{det} d^2\vec{\rho}\,\frac{\bar{z}}{(S\bar{z}-1)}$, $\bar{I}(S) = \int_{det} d^2\vec{\rho}\,\frac{z}{(\bar{S}z-1)}$. $f(z) = \frac{z}{(\bar{S}z-1)}$ – аналитич. в круге $|z|<1$,

т.к. полюс $z_0 = 1/\bar{S} = \frac{S}{|S|^2}$ вне круга (det). $f(z) = u(x,y) + iv(x,y)$,

u и v – гармонические в круге $|z|<1$.

$f(z) = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} d\varphi\, f(z + \rho e^{i\varphi})$, $\xi = z + \rho e^{i\varphi}$, инт. по окружности $|\xi - z| = R$, $\rho = R$.

$f(z) = \frac{1}{\pi R^2}\int d^2\vec{\rho}\, f(\xi)$, в полюсе $\frac{1}{\pi R^2}\int d^2\vec{\rho}\, f(\rho e^{i\varphi}) = f(0)$. Если $f(z) = \frac{z}{(\bar{S}z-1)}$

$\int d^2\vec{\rho}\, f(\xi) = \pi R^2 f(0) = \pi R^2 \cdot 0 = 0$, $\bar{I}(S) = 0$.

$\int_{det} d^2\vec{\rho}\frac{\partial P}{\partial S} = \frac{i}{2}\int_{det} d^2\vec{\rho}\left[\frac{1}{(z-S)} + \frac{\bar{z}}{(S\bar{z}-1)}\right] = \frac{i}{2}\left[-\bar{S}\pi + \bar{I}(S)\right] = -\bar{S}\frac{i}{2}\pi$.

Это единственно верно для rigid v. model с $f(z) = i\frac{\Gamma}{c}(z-S)$, $\bar{f}(\bar{z}) = -i\frac{\Gamma}{c}(\bar{z}-\bar{S})$

$\frac{\partial P_{r.v.}}{\partial S} = \frac{i}{2}\frac{\partial}{\partial S}\left[\ln\bar{f} - \ln f\right] = \frac{i}{2}\frac{\partial}{\partial S}\left[\ln(\bar{z}-\bar{S}) - \ln(z-S)\right] = -\frac{i}{2}\frac{\partial}{\partial S}\ln(z-S) =$

$= -\frac{i}{2}\frac{1}{(z-S)}(-1) = \frac{i}{2}\frac{1}{(z-S)}$. $\int_{det} d^2\vec{\rho}\frac{\partial P_{r.v.}}{\partial S} = \frac{i}{2}\int d^2\vec{\rho}\frac{1}{(z-S)} = -\frac{i}{2}\bar{S}\pi$

Для 2-vortex model $\int_{det} d^2\vec{\rho}\frac{\partial P}{\partial S} = \frac{i}{2}\int d^2\vec{\rho}\,(1-z\bar{z})^0\left[\frac{1}{(z-S)} + \frac{\bar{z}}{(S\bar{z}-1)}\right]$

Формула Коши: $\frac{1}{2\pi i}\int_{\partial D}\frac{f(\xi)d\xi}{(\xi - z)} - \frac{1}{\pi}\iint_D \frac{\partial f}{\partial\bar{\xi}}\frac{d\xi\,dy}{(\xi - z)} = \begin{cases} f(z), & z \in D \\ 0, & \text{иначе} \end{cases}$ $\xi = \xi + iy$ 163/202

Если $\frac{\partial f}{\partial\bar{\xi}} = 0$, т.е. $f(\xi)$ – analytic, то получим ф. Коши. $\int_{\partial D}\frac{d\xi}{(\xi - z)} = 2\pi i$. $(z \in D)$

$\Phi(z) = \int_{\partial D}\frac{\mu(t)\,dt}{(t-z)}$ при $z = t_0$ лежит на контуре $\Gamma = \partial D$.

Ф-ла Сохоцкого-Племеля: $\lim_{z\to t_0,\, z\in D}\Phi(z) = \Phi_+(t_0) = \int_\Gamma\frac{\mu(t)}{(t-t_0)}dt + \pi i\mu(t_0)$

$\lim_{z\to t_0,\, z\notin D}\Phi(z) = \int_\Gamma\frac{\mu(t)dt}{(t-t_0)} - i\pi\mu(t_0)$. $\Phi_+(t_0) - \Phi_-(t_0) = 2\pi i\mu(t_0)$ – скачок $\Phi(z)$ когда z пересек. кривую Γ.

$\int\frac{\mu(t)dt}{(t-t_0)} = I(t_0)$ – гл. значение интеграла по Коши.

Escaneado con CamScanner

В формуле Бицадзе если D круг радиуса R: $\frac{1}{\pi R^2}\int_D \frac{\xi^n\, d\xi dy}{(\xi - z)} = z^{n-1}\left(1 - \frac{z\bar{z}}{R^2}\right)$

Ekaina · Junio (Все переменные размерны $\sim R$)

13 $n=1$, $\frac{1}{\pi R^2}\int_D \frac{\xi}{(\xi - z)}\, d\xi dy = \frac{1}{\pi R^2}\int_D d\xi dy \left[1 + \frac{z}{(\xi - z)}\right] = 1 - z\bar{z}/R^2$,

$\frac{1}{\pi R^2}\left[\pi R^2 + z\int_D d\xi dy \frac{1}{(\xi - z)}\right] = \int_D d\xi dy \frac{1}{(\xi - z)} = -\pi\bar{z}$, круг $D = \pi R^2$.

$s = z/R$ и $\int_D dx dy \frac{1}{(z - z_1)} = -\pi\bar{z}_1 = -\pi\bar{s}R$.

Asteazkena · Miércoles

Если $D = \pi R_c^2$, R_c - радиус core, $\int_{\pi R_c^2} dx dy \frac{1}{(z - z_1)} = -\pi\bar{z}_1$ - в расчетных $z_1, \bar{z}_1$ от R, R_c не зависит.

Rigid v. $\int_{(\text{вне core})} d^2\vec{\rho}\, \frac{\partial \Phi_{rv}}{\partial \bar{z}_1} = \frac{i}{2}\int_{\text{вне core}} d\vec{s}\, \frac{1}{(z - z_1)} = \frac{i}{2}\left[\int_{\text{dot}} d\vec{s}(\cdot) - \int_{\text{core}} d\vec{s}(\cdot)\right] = \frac{i}{2}\left[-\pi\bar{z}_1 + \pi\bar{z}_1\right] = 0$!

$\frac{\partial \Phi_{rv}}{\partial s} = \frac{i}{2}\frac{1}{(z - s)}$. $F_{ST}^{-}(\text{core}) = a\int_{(\text{core})} d^2\vec{\rho}\, \sin^2\theta \frac{\partial \Phi_{rv}}{\partial s} = a\frac{i}{2}\int_{(\text{core})} d^2\vec{\rho}\, \frac{4|f|^2}{(1 + |f|^2)^2}\frac{1}{(\bar{z} - \bar{s})} =$

$= \frac{i}{2}a\,4\int_{(\text{core})} d^2\vec{\rho}\, \frac{\frac{1}{c^2}|z - s|^2}{\left[1 + \frac{1}{c^2}|z - s|^2\right]^2}\frac{1}{(\bar{z} - \bar{s})} = \left|z - s = z'\right| = \frac{2ia}{c^2}\int_{(\text{core})} d^2\vec{\rho}\, \frac{|z'|^2}{\left[1 + \frac{|z'|^2}{c^2}\right]^2}\frac{\bar{z}'}{|z'|^2}$

$|z'| = \rho'$ $\bar{z}' = \rho'(\cos\varphi' - i\sin\varphi')$, $\int_0^{2\pi} d\varphi' \bar{z}' = \rho'\int_0^{2\pi} d\varphi' e^{-i\varphi'} = 0$

$F_{ST}^{-}(\text{core}) = 0$ в rigid v. model и $F_{ST}^{-}(\text{вне core}) \sim \int_{(\text{вне core})} d^2\vec{\rho}\frac{\partial \Phi}{\partial s} = 0$

→ т.е. rigid v. model приводит к $\vec{F}_{ST} = 0$.

Разл. с Окс. о нв. и нек.

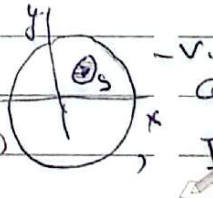
(10/III) Для 2-vortex model $\frac{\partial \Phi}{\partial s} = -\frac{i}{2}\frac{(1 - \rho^2)}{(z - s)(s\bar{z} - 1)} = \frac{i}{2}\left[\frac{1}{(\bar{z} - s)} + \frac{\bar{z}}{(s\bar{z} - 1)}\right]$.

F_{ST} Pole-free model

отличается доп. членом $\frac{\bar{z}}{(s\bar{z} - 1)}$ от 2 v. model.

В силе разложение 9/III $\int_{(\text{dot})} d^2\vec{\rho}\frac{\partial \Phi}{\partial s} = -i\frac{\pi}{2}\bar{s}$. Как найти $\int_{(\text{core})} d^2\vec{\rho}\frac{\partial \Phi}{\partial s}$?

$\int_{(\text{core})} d^2\vec{\rho}\frac{\partial \Phi}{\partial s} = \frac{i}{2}\int_{(\text{core})} d^2\vec{\rho}\left[\frac{1}{(\bar{z} - s)} + \frac{\bar{z}}{(s\bar{z} - 1)}\right]$



- v. core - некруговая область содерж. т. $s = z$, где $f(z) = 0$.

$\int_{(\text{core})} d^2\vec{\rho}\frac{1}{(\bar{z} - s)} = \int_D dx dy \frac{1}{z - s} = \left|s \in D\right| = -\pi\bar{s}$, $I_c(s) = \int_{\text{core}} d^2\vec{\rho}\frac{\bar{z}}{(s\bar{z} - 1)}$

$\bar{I}_c(s) = \frac{1}{s}\int_{(\text{core})} d^2\vec{\rho}\frac{z}{(z - 1/\bar{s})}$, т.ку о среднем не применить, т.к. область v. core не круг. Но $f(z) = \frac{z}{(z - 1/\bar{s})}$ аналитична.

Борель: $\frac{1}{\pi}\int_D \frac{\partial f}{\partial \bar{\xi}}\frac{d\xi dy}{(\xi - z)} = \left|\begin{matrix} f = z\bar{z} + \varphi(z) - \text{анал.} \\ f(\xi\bar{\xi}) = \xi\bar{\xi} + \varphi(\xi)\end{matrix}\right| = \frac{1}{\pi}\int_D \frac{\xi}{\xi - z} d\xi dy = \frac{1}{2\pi i}\int_{\partial D}\frac{\xi\bar{\xi} + \varphi(\xi)}{\xi - z} d\xi -$

$- f(z) = \frac{1}{2\pi i}\int_{\partial D}\frac{\xi\bar{\xi} + \varphi(\xi)}{\xi - z} d\xi - |z|^2 - \varphi(z) = \frac{1}{2\pi i}\int_{\partial D}\frac{\xi\bar{\xi}}{\xi - z} d\xi - |z|^2$, $\begin{matrix} z \to z \\ z \to 1/\bar{s}\end{matrix}$.

и $\frac{1}{\pi}\int_D dx dy \frac{z}{z - z_0} = \left|z_0 = 1/\bar{s}\right| = \frac{1}{2\pi i}\oint_{\partial D}\frac{|z|^2}{z - z_0} dz - |z_0|^2$, $z_0 = \frac{1}{\bar{s}}$ - вне core (D)

$\frac{z}{(\bar{s}z - 1)} = \frac{1}{\bar{s}}\frac{z - 1/\bar{s} + \frac{1}{\bar{s}}}{(z - 1/\bar{s})} = \frac{1}{\bar{s}}\left[1 + \frac{1}{\bar{s}}\frac{1}{(z - \frac{1}{\bar{s}})}\right] \to \frac{1}{\pi}\int d\xi dy \frac{1}{\xi - z} = \left|\frac{\partial f}{\partial \bar{\xi}} = 1, f = \bar{\xi}\right|$:

$= \frac{1}{2\pi i}\int_{\partial D} d\xi \frac{\bar{\xi}}{(\xi - z)} - \bar{z}$, $\frac{1}{\pi}\int_D dx dy \frac{1}{z - z_0} = \frac{1}{2\pi i}\int_{\partial D} dz \frac{\bar{z}}{z - z_0} - \bar{z}_0$

164/201

Но $z_0 = 1/\bar{s}$ не принад. D (v. core) ⇒ $\frac{1}{\pi}\int_D dx dy \frac{1}{(\bar{z} - \bar{z}_0)} = \frac{1}{2\pi i}\int_{\partial D} dz \frac{\bar{z}}{(z - z_0)}$ -

это не можно получить из ф. Грина $\int_D dx dy \frac{\partial f}{\partial \bar{z}} = \frac{1}{2i}\oint_{\partial D} dz f(z)$, $f(z) = \frac{\bar{z}}{(\bar{z} - \bar{z}_0)}$

∂D: граница v. core $|f(z)| = 1$, $c^2|f(z)|^2 = c^2$

Если $z - s = z'$, $\frac{1}{c^2}|z'|^2|1 - \bar{s}z' - s\bar{s}|^2 = (1 + |s|^2)^2|z - s|^2|1 - \bar{s}z|^2 = [1 + |s|^2]^2$ - почти круг $|z'|^2 = (1 + |s|^2)c^2$

Если принять за v. core точный круг с $R_c = c\sqrt{(1 + |s|^2)^2}$, то $\int_D dx dy \frac{z}{z - z_0} = \pi(R^2 - |z_0|^2)$ если

24 Aste · Semana

Но $z_0 = 1/\bar{s}$ лежит вне D. для $z_0 \in D$.

Escaneado con CamScanner

$\int_D dxdy \frac{1}{(z-z_0)} = \int_0^{R_c} d\rho' \rho' \int_0^{2\pi} d\varphi' \frac{1}{z'+s-\frac{1}{\bar{s}}}$. Дальше $\int_D \frac{dx\,dy\,z}{(z-\frac{1}{\bar{s}})} = \int_0^{R_c} d\rho'\rho' \int_0^{2\pi} d\varphi' \frac{z'+s}{z'+s-\bar{s}^{-1}}$

$\frac{1}{1-\bar{s}z'} = \frac{1}{1+\bar{s}(z'+s)} = \frac{1}{1+|s|^2-\bar{s}z'} = \frac{1}{1-|s|^2} \frac{1}{1-\frac{\bar{s}}{1-|s|^2}z'} = \frac{1}{1-|s|^2} \sum_{n=0} \varepsilon^n z'^n$

$\int \frac{d^2\vec{\rho}}{1-\bar{s}z} = \int d\rho' \rho' \int d\varphi' \frac{(z'+s)}{1-|s|^2} \sum_{n=0} \varepsilon^n z'^n = \int_0^{R_c} d\rho'\rho' \frac{s}{1-|s|^2} = \frac{s}{1-|s|^2} \frac{1}{2} c^2 (1+|s|^2) 2\pi$

$I_c(s) = \left(\frac{1}{\bar{s}}\right)^0 \frac{1}{2} c^2 s \frac{1+|s|^2}{1-|s|^2} 2\pi$, $\int_{(core)} d^2\vec{\rho} \frac{\partial\varphi}{\partial s} = \frac{i}{2} \int d^2\vec{\rho} \left[\frac{1}{(z-s)} + \frac{\bar{z}}{(s\bar{z}-1)}\right] =$

$= \frac{i}{2}\left[-\pi\bar{s} + I_c(s)\right] = \frac{i}{2}\left[-\pi\bar{s} + \pi c^2 \bar{s} \frac{(1+s\bar{s})}{1-s\bar{s}}\right] \approx -\frac{i}{2}\pi s$, если $s|_{Re} \to 1$, т.к. $c^2 \ll 1$.

$F_{ST}^-(\text{true core}) = a \int_{\text{true core}} d^2\vec{\rho} \frac{\partial\varphi}{\partial s} = a\left[\int_{dot} d^2\vec{\rho} \frac{\partial\varphi}{\partial s} - \int_{core} d^2\vec{\rho} \frac{\partial\varphi}{\partial s}\right] = a\left[-i\frac{\pi}{2}\bar{s} + i\frac{\pi}{2}\bar{s}\right] = 0!$ $+O(c^2)$

- gue pole-free model.

$F_{ST}^-(core) = a \int_{(core)} d^2\vec{\rho} \sin^2\theta \frac{\partial\varphi}{\partial s} = -\frac{i}{2} \frac{a}{c^2} \frac{4}{[1+|s|^2]^2} \int_{(core)} d^2\vec{\rho} \frac{(1-\rho^2)}{[1+f\bar{f}]^2} (\bar{z}-\bar{s})(s\bar{z}-1)$

$f\bar{f} = |s|^2 = \frac{1}{c^2} \frac{1}{[1+|s|^2]^2} |z-s|^2 |\bar{s}z-1|^2$, $\bar{s}z-1 = \bar{s}(z'+s)-1 = \bar{s}z' + |s|^2 - 1$.

$(\bar{z}-\bar{s})(\bar{s}z-1) = \bar{z}'(\bar{s}z' + s\bar{s} - 1)$, $|z|^2 = z\bar{z} = (z'+s)(\bar{z}'+\bar{s}) = |z'|^2 + z'\bar{s} + s\bar{z}' + |s|^2$

Пример выбора: неверно, что $\int_{dot} d^2\vec{\rho} \frac{\partial\varphi}{\partial s} = 0$, но верно, что $F_{ST} \sim \int_{(core)} d^2\vec{\rho}$ определ. v. core -

gue pole-free model.

Если $f(z) = (z-s)F(z, s\bar{s})$ дает один ноль при $z=s$ внутри dot, то $\Phi = \mathrm{Im}[\ln f(z)] = \frac{1}{2i}[\ln f - \ln \bar{f}]$, $\frac{\partial\varphi}{\partial s} = \frac{1}{2i} \frac{\partial}{\partial s}[\ln f - \ln \bar{f}]$

$\ln f(z) = \ln(z-s) + \ln F$, $\frac{\partial \ln f}{\partial s} = \frac{1}{(z-s)} + \frac{1}{F}\frac{\partial F}{\partial s}$, $\bar{f} = (\bar{z}-\bar{s})F(\bar{z}, \bar{s}, s)$

$\frac{\partial \ln \bar{f}}{\partial s} = \frac{\partial}{\partial s} \ln \bar{F} = \frac{1}{\bar{F}} \frac{\partial \bar{F}}{\partial s}$, $2i\frac{\partial\varphi}{\partial s} = \frac{1}{(z-s)} + \frac{1}{F}\frac{\partial F}{\partial s} - \frac{1}{\bar{F}}\frac{\partial \bar{F}}{\partial s} = \frac{1}{(z-s)} + 2i\frac{\partial\varphi_{reg}}{\partial s}$, $\ln f = \ln(z-s) + \ln F$

$\frac{\partial\varphi_{reg}(x,y)}{\partial s}$ не имеет полюсов $z_* \in dot$.

$\int_{(true\ core)} d^2\vec{\rho} \frac{\partial\varphi}{\partial s} = \int_{dot} d^2\vec{\rho} \frac{\partial\varphi}{\partial s} - \int_{core} d^2\vec{\rho} \frac{\partial\varphi}{\partial s} = 0$, т.к. $\int_{dot} = \int_{core}$ и определ. $\frac{\partial\varphi_s}{\partial s} = -\frac{i}{2}(z-s)^{-1}$

сингул. исчезло фазы. Тогда $\forall f(z) = (z-s)F(z, s, \bar{s})$ $\vec{F}_{ST}$ определ. v. core.

$F_{ST}^- = a \int_{(core)} d^2\vec{\rho} \sin^2\theta(z) \frac{\partial\varphi}{\partial s}$, если $\theta = f(|z-s|)$ и $\frac{\partial\varphi}{\partial s} = f_1(z-s)$ только ~~то~~ (rigid v.), $F_{ST}^- = 0$.

Dve pole-free model: $F_{ST}^- \sim \int_{(core)} d^2\vec{\rho} \frac{(1-\rho^2)}{[1+f\bar{f}]^2} (\bar{z}-\bar{s})(\bar{s}z-1)$, $F_c(z\bar{z}) = \frac{(1-z\bar{z})}{[1+f\bar{f}]^2} (z-s)(s\bar{z}-1)$

- механизм. физический.

$F_{ST}^- \sim \int_{dot} d^2\vec{\rho} \sin^2\theta \frac{\partial\varphi}{\partial s} = \int_{dot} d^2\vec{\rho} \frac{\partial\varphi}{\partial s} - \int_{core} d^2\vec{\rho} \cos^2\theta \frac{\partial\varphi}{\partial s}$ - использ. снова и $\int_{(core)} d^2\vec{\rho}(\cdot)$.

$I_c(s) = \int_{core} d^2\vec{\rho} \cos^2\theta \frac{\partial\varphi}{\partial s} = -\frac{i}{2} \int_{core} d^2\vec{\rho} \left(\frac{1-f\bar{f}}{1+f\bar{f}}\right)^2 \frac{(1-\rho^2)}{(z-s)(s\bar{z}-1)} = \left|\begin{array}{l}\text{берем } z=s \\ \text{в подынт. р.} \\ \rho^2 = z\bar{z}\end{array}\right| \simeq$

$\simeq -\frac{i}{2} \int d^2\vec{\rho}(1) \frac{(1-|s|^2)}{(z-s)(|s|^2-1)} = \frac{i}{2} \int_{core} d^2\vec{\rho} \frac{1}{(z-s)} = \frac{i}{2}(-\pi)\bar{s}$ 165/200

В целом пример. $F_{ST}^- = -i\frac{\pi}{2}\bar{s} - \left(-\frac{i}{2}\pi\bar{s}\right) = 0$, сингул. ~~полюс~~ сократились. от $1/(z-s)$

$I_c(s) = \int_{core} d^2\vec{\rho} \frac{F(z\bar{z}, s\bar{s})}{(\bar{z}-\bar{s})}$, причем $F(z=s) = +\frac{i}{2}$ - конечно в полюсе $z=s$.

$F(z\bar{z}) = F(s\bar{s}) + \left(\frac{\partial F}{\partial z}\right)_s (z-s) + \left(\frac{\partial F}{\partial \bar{z}}\right)_s (\bar{z}-\bar{s})$, $F(z\bar{z}) = \left(-\frac{i}{2}\right)\cos^2\theta \frac{(1-z\bar{z})}{(s\bar{z}-1)}$

$I_c(s) = \int_{core} d^2\vec{\rho} \frac{1}{(\bar{z}-\bar{s})} \left[F(s\bar{s}) + F_z'(z-s) + \frac{\partial F}{\partial \bar{z}}(\bar{z}-\bar{s})\right] = \int d^2\vec{\rho}\left[F_z' + F_{\bar{z}}'\left(\frac{\bar{z}-\bar{s}}{z-s}\right)\right]$

Semana • Aste 24

$2iF_z' = \frac{\partial}{\partial z}\cos^2\theta \frac{(1-z\bar{z})}{(s\bar{z}-1)} = \frac{i}{(s\bar{z}-1)}\left[-2\cos\theta\sin\theta \frac{\partial\theta}{\partial z}(1-z\bar{z}) + \cos^2\theta(-\bar{z})\right]_{z=s} =$

Escaneado con CamScanner

$= -\bar z/(s\bar z-1)\big|_{z=s} = -\frac{s}{(|s|^2-1)}$; $2i F^1_{\bar z} = \frac{\partial}{\partial \bar z}\cos^2\Theta \frac{(1-z\bar z)}{(s\bar z-1)} = \cos^2\Theta \frac{\partial}{\partial \bar z}\frac{(1-z\bar z)}{(s\bar z-1)}$

Ткачук $\frac{1}{(s\bar z-1)^2}\left[-z(s\bar z-1)-(1-z\bar z)s\right] = \frac{(z-s)}{(s\bar z-1)^2}\big|_{z=s} = 0$ (!).

15

$I_c(s) = \int_{(core)} d^2\vec\rho\; F^1_{\bar z}\big|_{z=s} = \int_{core} d^2\vec\rho \frac{1}{(2i)}\frac{\bar s}{(1-|s|^2)} = -\frac{i}{2}\frac{\bar s}{(1-|s|^2)}\int_{(core)} d^2\vec\rho = -\frac{i}{2}\frac{\bar s}{(1-|s|^2)} A_c(s)$

$F^-_{ST} = -a\int d^2\vec\rho \cos^2\Theta \frac{\partial\Phi}{\partial s} = -aI_c(s) = \frac{i}{2}a\frac{\bar s}{(1-|s|^2)} A_c(s)$

площадь v. core $A_c(s) \approx \pi R_c^2 = \pi c^2(1+|s|^2)^2$ – в хорошем приближ. v.core = круг.

Ostirala · Viernes

$F^-_{ST}(s) = \frac{1}{2}a\bar s \pi c^2 \frac{(1+|s|^2)^2}{(1-|s|^2)}$ – ST-force в след приближ по s^n.

Плохо, что $F^-_{ST}(s) \sim c^2$, ведь $c = R_c/R \ll 1$. Точнее $F^-_{ST} = -aL\sqrt{2}$ (проверить)

$F^-_{ST} = \frac{1}{\sqrt2}(F^x_{ST} - iF^y_{ST}) = \frac{1}{2}ia\bar s\pi c^2\frac{(1+s^2)^2}{(1-s^2)}L\sqrt2 = (\dots)i(s_x - is_y)\sqrt2 = (\cdot)(s_y+is_x)$

$F^x_{ST} = 2(\cdot)s_y$, $F^y_{ST} = -2(\cdot)s_x$, $(\cdot) = \frac{1}{2}a\pi c^2\frac{(1+s^2)^2}{(1-s^2)}L$

$\vec F_{ST} = -a\pi c^2 L\frac{(1+s^2)^2}{(1-s^2)}(\hat z\times\vec s)$, в Gus-JPCM'11 дано $\vec F_{ST} = \pi a L(\hat z\times\vec X)$

Осталось в знаке "–" и деталях можно "c^2", но само есть пот. bin, term.

Характерно, что $F^\alpha_{ST}(s)$ растет с ростом $|s|^2$ с угловой зависимостью.

$F(z\bar z) = (\text{угл. зависим. члены}) + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 F}{\partial z^2}(z-s)^2 = (\text{угл. зав.}) + O(c^2)$, т.к. инт. по v.core с $(z-s)\sim c$. Точности $F(z\bar z) = F(s\bar s) + \frac{\partial F}{\partial z}(z-s)$ хватит.

$I_c(s) = \frac{i}{2}\int_{core} d^2\vec\rho\frac{1}{(z-s)} = -i\frac{\pi}{2}\bar s$ в глав. приближении $\sim|s|^2\ll1$. Но это результат предположения, что v.core есть круг вокруг $z=s$ – это не так с ростом $|s|$, возможно, приведет к $I_c(s) = -i\frac{\pi}{2}\bar s + O(s^2)$

(12/III) Обсудил с Окс. 4. вычисление $\vec F_{ST}$. Послал ей вопрос на выч. $\int\frac{dxdy}{(z-s)}$. Попросил Окс. вычислить площадь v. core $A_c(s)$.

Обсудил с Julian контракт, office и жилье для Virginia (arrives today)

Найдем инт. $\frac{1}{c^2}$ в расчете $\vec F_{ST}$ от 10/III. $f(z) = -i\frac{\Gamma}{c}\frac{\bar s}{1+|s|^2}(z-s)(z-\frac{1}{\bar s})$

$\frac{\partial\Phi}{\partial s} = +\frac{i}{2}(1-s^2)\frac{1}{(z-s)(1-s\bar z)} = \frac{i}{2}(1-s^2)\frac{1}{z}\frac{1}{(1-\frac{s}{z})}\frac{1}{(1-s\bar z)} = \frac{i}{2}\frac{(1-s^2)}{z}\left[1+\frac{s}{z}+\frac{s^2}{z^2}+\dots\right]\times$

$\times\left[1+s\bar z+s^2\bar z^2+\dots\right] = \frac{i}{2}\frac{(1-s^2)}{z}\left[1+\frac{s}{z}+s\bar z+\dots\right]$, $\frac{i}{z} = i\frac{\bar z}{|z|^2} = \frac{i(x-iy)}{s^2} = \frac{1}{s}(\sin\varphi+i\cos\varphi)$

$\frac{\partial\Phi}{\partial s} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial\Phi}{\partial s_x} - i\frac{\partial\Phi}{\partial s_y}\right) \simeq \frac{1}{2}(1-s^2)\frac{1}{s}(\sin\varphi+i\cos\varphi)\left[1+O(s/z)\right]$, $m_0(s) = \frac{1-s^2}{s}$.

$\frac{\partial\Phi}{\partial s_x} = m_0(s)\sin\varphi$, $\frac{\partial\Phi}{\partial s_y} = -m_0(s)\cos\varphi$ и $\frac{\partial\Phi}{\partial\vec s} = m_0(s)\left[\hat x\sin\varphi - \hat y\cos\varphi\right]$ –

– именно такое $\frac{\partial\Phi}{\partial\vec s}$ использовал в расчете $\vec F_{ST}$ от Nov. 2009 – такое разложение $\frac{\partial\Phi}{\partial\vec s}$ плохо; т.к. это разложение по $\frac{s}{z}\ll1$ или $s>|s|$, т.е. вне core.

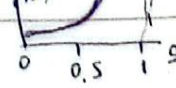
А F_{ST} определяется как рад by vortex core. $m_2(\vec s,\vec s) = m_2^0(s) + g(s)(\vec s\cdot\hat\rho)$

произвед. $g(s)m_0(s)\sim 1/c^2$ и обезразмерить $\gamma_p = \int_0^c ds\, s\, m_2^0 g(s) m_0(s)$ и дать $\vec F_{ST}\sim c^2$

Сама $g(s)$ была получена из $m_2(\vec s,\vec s)$ разложением по $s/z \sim |s|/s$, т.е. вне core.

Larunbata · Sábado

Окс. вычислила числ. зависимость пл. v.core $A(s)$ – растет при $s\cong 0.5-0.7$ и есть монотонно растущая $F(s)$.



Domingo · Igandea

→ Визит – осмотр 2-х домов "Illarra", жил. пл. ~150 м², дом площадью ~300 м², расположен. Вокно – Igara, недалеко от моря.

Приехала Virginia: беседа с ней и Julian об office, раб. времени, компьютер, зимние etc. (пока – в hostel, с 1 May в Casa de Talavera, найти жилье 15 March – 30 Apr)

(13/III) Посадил Virginia к Arantxe. Беседа с Virginia о research: попросил ей сделать $I_c(s)$ при угле Θ между F-электродами. Ю. Звонила Edorta насчет стир. маш.: вроде не хотел ремонтир., т.к. мы не платим Axel; свет, вода (по ею вину)

Escaneado con CamScanner

Срочно: дослать бумаги в Сантбуд^;
3) предложить мультиполи paper с Окс
4) подпис. в Окс и по MICINN-NSF и MICINN-Окс; получить коп. bib: $F_{ST}(s)$;
2) подпис. inv.talk и 2 posters (мультип. м. и F/A/(F-M)PD) в Сантбуд
5) подпис. Abstracts JEMS - до 30/III
6) подпис. MICINN-Окс. grant — до 23/III
7) начать v.motors in dot chain с Окс
8) File to de Lombera

Junio · Ekaina

18

Lunes

Astelehena

Поиск билетов в Сантбуд. Анализ зависимости площадь сот $A(s)$ - pole-free interval обсужд. письма кв. с Virginia и Окс Окс. Virginia. Отдых Q. 400€

(16/III) Visit в new house (630 т.€) на Iztaholviga - Холме (Itaki): 200 м² жилых, 230 м² сад, сауна и церковь, и бассейн, и бассейн. Узнать цену не хочет купил бы в Сантбуд 29/IV - 5/V - 396€. подпис. Abstract - draft Multip. coupling to JEMS'12. Редактир. Multipole coupl. paper с Окс. и Julian. Рамтха сообщила, что ей прислали contract на 10 мес. вместо 12 м. - разрабатывается почему? : 1) увелич. overhead или з/пл.; 2) сократили величину з/пл. сотр.

(15/III) Обсужд. с Арантха её з/пл. просмотр и начать кн. D. Stancil и Spin waves". Прислали из APL paper by S. Kim - „Dot-pair coupling" на рецензию. подчеркнуть важность dip-octupole coupl. по сравн. с quadrupole в Awad APL 2010 (Oct.-Oct.) и начали JEMS Abs. по Multipole interaction. Обсужд. с Окс.: 1) возмож. взаимодействие с теор. группой Photonics - Агглинина J. - CFM (мне интересно BLS, а что им? содерж. лаз. часть?); 2) de Lombera перед MRFM от наших vortex dots - просить его; 3) еще раз попросил V. dot chain - прибл. сильной связи.

Договорились с Глеб: он пишет Abs. to JEMS - FMR-pinning.

Работа над paper по Multipole coupl. с Окс. // Позвонила мама: 13/III ~ в 11 PM умерла Е. Лина.

(16/III) письмо от Арантха: ей дали 10 мес. контракт вместо 12 м. // Срочно оформ. stipend для Окс, у которой contract заканчивается May 9, 2012 (contact Rectorat) Обед из 3-х отделов Грановского. Полицки по бабушке.

(17-18/III) С Л. и Ю. в La Perla, Lugaritz arts. и Lide. Чтение электромагнитных - Multipole moments

Написание paper по Multipole moments - Vortex state.

(19/III) Беседа с Julian: 1) предложил подать мне как PI new SAIOTEK до 30/III 2) объяснил new system - суточных (нет. по receipts); 3) написал Окс. к Angel, Maria Isabel.

Выпит по P. Priete, Lugaritz: смотр. 3 квартиры (440-480 т.€) в домах №2 и 6. Дома №1, 3, 5, 7 - кв. проданы; лучшая д. 2 - кв. 1A (480 т. после 20% скидки) - 19-е с большими балконами и террасой ~ 30 м². SAIOTEK deadline is 30/III

Работа над Multipole moments paper и обсужд. ее с Окс.

(20/III) Выпит в Lassarte - Ория (Мария). Видели 3 дома: 1) 4 тот. € уделка в норах и сырости; 2) 410 т.€ - по объявл., но это ~ 1/2 дома без крыши-воды (комната и тухло) - смотр снаружи; 3) ~ new house, на границе Calle Tribunal ~ 600 т.€, см. снаружи, понравилась Л. Отдых, маг. в Lassarte с Л.

Maria: продажи домов сейчас нет, кризис, торгуйтесь как можете самое время

169/196

Окс. подала Form EX-12 в Extranjeria, Rio XII - разрешение на работу, медсправки. UPV-контракт as of predoctoral investigador (1/V 12 - 30/IV 13 г., FPI 18,000 €/год, 14 выплат). Никто о homologacion Bachelor Diploma не спрашивал. Переписка с Окс. Чуб. о $F_{ST}(s)$ и Отчет MICINN grant. Обсужд. с Окс. дорешивания Multipole paper, ее status и бюджета, и вып. с Л., нерв. работы. Отчет MICINN - grant - Окс.

(21/III) Отпр. тек. report JAP-Landi. Review APL-paper Kim „Vortex dyn. dot-pair I" Semana · Aste

Проверить f. splitting в APEX'11 paper. Видимо там ошибка.

Беседа с Julian: SAIOTEK время подачи было ~ 2 недели и deadline 20/III изм. нельзя.

Escaneado con CamScanner

APEX'11: Собственные частоты пары v. dots $(\omega_{1,2})^2 = \omega_0^2 (1 \pm a)(1 \pm \rho\beta)$

Splitting WP

Kaina Zumio

$\rho = \rho_1 \rho_2$, $a, \beta = \frac{\gamma M_s}{\omega_0} C_1 C_2 I_{x,y}$, $I_y < 0$ и $|I_y|/I_x \approx 2.3$

$\omega_1^2 \omega_2^2 = (1+a)(1+\rho\beta)(1-a)^{\frac{4\pi\beta}{\omega_0}\times(1-\rho\beta)} = (1-a^2)(1-\beta^2)$

$[\omega_1 - \omega_2]^2 = \omega_1^2 + \omega_2^2 - 2\omega_1\omega_2 = 2 + 2\rho ab - 2\sqrt{(1+a^2)(1-\beta^2)}$

$= 2\left[1 + \rho ab - \left(1 - \frac{a^2}{2}\right)\left(1 - \frac{\beta^2}{2}\right)\right] = 2\left[1 + \rho ab - \left(1 - \frac{a^2}{2} - \frac{\beta^2}{2}\right) + O(a^4)\right] = (a+\beta\rho)^2 + O(a^4)$

Astearte · Martes

, поэтому $|\omega_1 - \omega_2| = |a + \beta\rho|\,[1 + O(a^2)]$ – splitting, норм. до a^2

$\omega_1^2 - \omega_2^2 = 2(a + \rho\beta)$ только в ед. ω_0.

$\Rightarrow |\omega_1^\rho - \omega_2^\rho| = \omega_0 \frac{\gamma M_s}{4\pi\beta\omega_0} |I_x + \rho I_y| = \frac{\gamma M_s}{4\pi\beta} |I_x + \rho I_y|$, $I_{x,y} \sim 0.01 - 0.1$ для ним. $\beta_{1,2}$.

$I_y = -|I_y|$, поэтому $|\omega_1^\rho - \omega_2^\rho|$ больше для $\rho = -1$, чем для $\rho = +1$.

Correct APEX, Eq.(7) и Fig. 3,4 in the multipole MS. $|\Delta\omega| = |a + \beta\rho| + O(a^3)$

$|I_x + \rho I_y| = |I_y + \rho I_x| = |-|I_y| + \rho I_x| = ||I_y| - \rho I_x| = |I_y| - \rho I_x$

т.к. $|I_y|/I_x > 1$. Freq. splitting of v. dot pair $|\omega_1^\rho - \omega_2^\rho| = \frac{\gamma M_s}{4\pi\beta}\left[|I_y| - \rho I_x\right]$

$(\omega_1^\rho)^2 - (\omega_2^\rho)^2 = 2(a + \rho\beta) = 2(a - \rho|\beta|) = -2\rho\left[|\beta| - \rho|a|\right] = -\mathrm{sign}(\rho)\cdot|\dots|$

т.е. при $\rho = +1$, $\omega_1^\rho < \omega_2^\rho$, а при $\rho = -1$, $\omega_1^\rho > \omega_2^\rho$

// Приведем ед. для multipole decomposition of $W_{int}(1,2)$ dots.

$\Rightarrow W_{int} = \sum_{\ell\ell' mm'} T_{\ell m \ell' m'} Q_\ell^m Q_{\ell'}^{m'}$, $Q_\ell^m = \int_{V_{dot}} d^3\vec{r}\, \rho(\vec{r}) R_\ell^m(\vec{r})$ – def. Q_ℓ^m

$R_\ell^m(\vec{r}) = \sqrt{\frac{4\pi}{2\ell+1}}\, r^\ell Y_\ell^m(\hat{r})$ – regular solid harmonics

$T_{\ell m \ell' m'} = (-1)^\ell \sqrt{\frac{(2\ell+2\ell'+1)!}{(2\ell)!(2\ell')!}} \begin{pmatrix} \ell & \ell' & \ell+\ell' \\ m & m' & -(m+m') \end{pmatrix} I_{\ell+\ell',-(m+m')}(\vec{R})$

– следуя P.L.A. Popelier et al. J. Chem. Ph. 114, 6539 (2001) definition.

Irregular harmonics $I_\ell^m(\vec{R}) = \sqrt{\frac{4\pi}{(2\ell+1)}} \frac{1}{R^{\ell+1}} Y_\ell^m(\Theta, \Phi)$, Y_ℓ^m нормир. на 1

$\begin{pmatrix} \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot \end{pmatrix}$ – 3j – Wigner symbol в определении Varshalovich.

$\begin{pmatrix} \ell & \ell' & \ell+\ell' \\ m & m' & -(m+m') \end{pmatrix} = \frac{(-1)^{\ell-\ell'+m+m'}}{\sqrt{2\ell+2\ell'+1}} C_{\ell m \ell' m'}^{\ell+\ell', m+m'}$ – коэф. Клебша-Г.

$\langle \ell\ell', \ell+\ell', m+m' | \ell m \ell' m' \rangle = C_{\ell m \ell' m'}^{\ell+\ell', m+m'}$

$\vec{r}_1 = \vec{r} - \vec{r}'$ – теорема сложения:

$r_1^L Y_{LM}(\hat{r}_1) = \sqrt{4\pi(2L+1)!} \sum_{\ell,\ell'} (-1)^{\ell'} \frac{r^\ell r'^{\ell'}}{\sqrt{(2\ell+1)!\,(2\ell'+1)!}} \left[\vec{Y}_\ell \otimes Y_{\ell'}\right]_{LM} =$

$= \sqrt{4\pi(2L+1)!} \sum_{\ell\ell' mm'} (-1)^{\ell'} \frac{r^\ell r'^{\ell'}}{\sqrt{(\dots)}} C_{\ell m \ell' m'}^{LM} Y_\ell^m(\hat{r}) Y_{\ell'}^{m'}(\hat{r}')$, $L = \ell + \ell'$, $M = m + m'$

$\left(C_{\ell m \ell' m'}^{LM}\right)^2 = \frac{(2\ell_1)!\,(2\ell_2)!}{(2\ell_1+2\ell_2)!} \binom{\ell+\ell'+m+m'}{\ell+m} \binom{\ell+\ell'-m-m'}{\ell-m}$, $\binom{n}{k} = \frac{n!}{k!(n-k)!}$

$T_{\ell m \ell' m'} = (-1)^\ell \sqrt{\frac{(2\ell+2\ell'+1)!}{(2\ell)!(2\ell')!}} \frac{(-1)^{\ell-\ell'+m+m'}}{\sqrt{2\ell+2\ell'+1}} \frac{\sqrt{(\ell\ell')!}\sqrt{(\ell\ell')!}}{\sqrt{(2\ell+2\ell')!}} \binom{\cdot}{\cdot}^{1/2} \binom{\cdot}{\cdot}^{1/2} I =$

$= (-1)^{\ell'+m+m'} \binom{\ell+\ell'+m+m'}{\ell+m}^{1/2} \binom{\ell+\ell'-m-m'}{\ell-m}^{1/2} I_{\ell+\ell',-(m+m')}(\vec{R})$

$T_{\ell\ell' mm'} = (-1)^{\ell'+m+m'} \binom{\ell+\ell'+m+m'}{\ell+m}^{1/2} \binom{\ell+\ell'-m-m'}{\ell-m}^{1/2} I_{\ell+\ell'}^{-(m+m')}(\vec{R})$

– Обозначения с Вашим ↑ - Eq.(3) из Multipole paper. Ok.

25 Aste · Semana

Escaneado con CamScanner

$$\frac{1}{|\vec R-\vec r_1|}=\frac{1}{R}\sum_{lm}\frac{4\pi}{(2l+1)}\left(\frac{r_1}{R}\right)^l Y_l^{m*}(\theta_R,\varphi_R)\,Y_l^m(\hat r_1)=\sum_{l,m} I_l^{m*}(\hat R)\,R_l^m(\vec r_1)$$

$Y_l^{m*}=(-1)^m Y_l^{-m}$, то все равно где брать комп. сопряж. (*)

$$\sum_m (\dots)^m Y_l^m(\hat R)\,Y_l^m(\hat r_1)=\sum_m (-1)^m Y_l^{-m}(\hat R)\,Y_l^m(\hat r_1)=\sum_m Y_l^m(\hat R)(-1)^m Y_l^{-m}(\hat r_1)=\sum_m Y_l^m Y_l^{m*}$$

$\vec r_1=\vec r-\vec r'$, $\vec r\in$ 1st dot, $\vec r'\in$ 2nd dot.

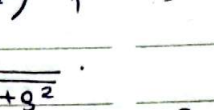
(21/III) Проверка eqs. и переделка Multipole paper.

Вычислим явно $Q_l^m=\int d^3\vec r\,\mathrm{div}\vec m(\vec r)\,R_l^m(\vec r)$; $R_l^m(\vec r)=\sqrt{\frac{4\pi}{(2l+1)}}\,r^l Y_l^m(\hat r)$

В pole-free model $\mathrm{div}\vec m=\overset{\cdot}{2c}(S_x\sin\varphi-S_y\cos\varphi)=-(\vec a\cdot\hat S)\cdot a\,\mathrm{sg}\,f(z)$.

$r^2=S^2+z^2$. $\int d\varphi$ даст $m=\pm1$ только.

Вспомн. $\gamma_l(\beta)=\int_0^1 dS\,S\int_0^\beta dz\,(S^2+z^2)^{l/2}P_l^1\left(\frac{z}{\sqrt{z^2+S^2}}\right)$, $\int dz$ по $(0,\beta)$ или $(-\frac{\beta}{2},\frac{\beta}{2})$



$\cos\theta=\frac{z}{r}=\frac{z^0}{\sqrt{S^2+z^2}}$, $\sin\theta=\frac{S}{\sqrt{z^2+S^2}}$.

$\mathrm{ctg}\theta=\frac{z}{S}$, $-\frac{d\theta}{\sin^2\theta}=\frac{1}{S}dz$, $dz=-\frac{S}{\sin^2\theta}d\theta$, $S^2+z^2=S^2(1+\mathrm{ctg}^2\theta)=\frac{S^2}{\sin^2\theta}$

$\gamma_l(\beta)=\int_0^1 dS\,S(-S)\int\frac{d\theta}{\sin^2\theta}\frac{S^l}{\sin^l\theta}P_l^1(\cos\theta)$, θ по $\left(\frac{\pi}{2},\mathrm{arcctg}\frac{\beta}{S}\right)$.

$P_l^m(\cos\theta)=(-1)^m(\sin\theta)^m\frac{d^m}{(d\cos\theta)^m}P_l(\cos\theta)$, $P_l^1(\cos\theta)=-\sin\theta\frac{d}{dx}P_l(x)$

$R_l^{\pm1}$, $Y_l^{\pm1}(\theta,\varphi)=\mp\frac{e^{\pm i\varphi}}{\sin\theta}\sqrt{\frac{l(l+1)}{4\pi(2l+1)}}\left[P_{l-1}(\cos\theta)-P_{l+1}(\cos\theta)\right]$

$P_l^{\pm1}(\cos\theta)\sim\mp\frac{1}{\sin\theta}\left[P_{l-1}(\cos\theta)-P_{l+1}(\cos\theta)\right]$

$d(\cos\theta)=-\sin\theta\,d\theta$, $d\theta=-\frac{d(\cos\theta)}{\sin\theta}$, $\int\frac{d(\cos\theta)}{\sin\theta}\frac{1}{\sin^{l+2}\theta}\frac{1}{\sin\theta}P_n(\cos\theta)=$

$=\int\frac{dx}{(1-x^2)^{\frac{l}{2}+2}}P_n(x)$ — ан. гр. инт. — не нашел. $\cos\theta\in\left(0,\frac{\beta}{\sqrt{S^2+\beta^2}}\right)$

$P_l^1(z)=P_{l-2}^1(z)+(2l-1)(z^2-1)^{1/2}P_{l-1}^0(z)$ — гр.-Ферм.

$\to P_l^1(x)=P_{l-2}^1(x)-(2l-1)\sqrt{1-x^2}\,P_{l-1}(x)$, x-real, $x\in[-1,1]$.

$\nu(\nu+1)P_{\nu+1}(x)=\nu(\nu+1)P_{\nu-1}(x)+(2\nu+1)\sqrt{1-x^2}\,P_\nu^1(x)$, $\nu\to l$.

$P_l'(x)=\frac{l(l+1)}{(2l+1)}\frac{1}{\sqrt{1-x^2}}\left[P_{l+1}(x)-P_{l-1}(x)\right]$, $x=\cos\theta$.

$P_l^1(x)=\frac{(l+1)}{\sqrt{1-x^2}}\left[P_{l+1}(x)-xP_l(x)\right]=\frac{l}{\sqrt{1-x^2}}\left[xP_l(x)-P_{l-1}(x)\right]$

$P_l^m(x)=(-1)^m(1-x^2)^{m/2}\frac{d^m}{dx^m}P_l(x)$

$\int\frac{d\theta}{\sin^2\theta}\frac{1}{\sin^l\theta}P_l^1(\cos\theta)=\frac{l(l+1)}{(2l+1)}\int\frac{d\theta}{\sin^{l+2}\theta}\frac{1}{\sin\theta}\left[P_{l+1}(x)-P_{l-1}(x)\right]=$ 171/194

$=-\frac{l(l+1)}{(2l+1)}\int\frac{d(\cos\theta)}{\sin^{l+4}\theta}\left[P_{l+1}-P_{l-1}\right]=-\frac{l(l+1)}{(2l+1)}\int_a^b\frac{dx}{(1-x^2)^{l/2+2}}\left[P_{l+1}(x)-P_{l-1}(x)\right]$

$(a,b)=(0,\beta/\sqrt{S^2+\beta^2})$ или симм. $(-\frac{\beta}{2\sqrt{\cdot}},+\frac{\beta}{2\sqrt{\cdot}})$. В случае $\int_{-\beta/2}^{\beta/2}dx\neq0$

только если $P_{l+1}-P_{l-1}$ — только по x, $P_{l+1}(x)$ — чет. по x, $(l+1)$ — чет. или l-нечет.

т.е. вклад $\int_{-L/2}^{L/2}dz(\dots)$ будет к $Q_l^m=0$ или $l=$ чет. Квадруп. $Q_2^m=0$ в ком. инвар. по „S".

Escaneado con CamScanner

Ekaina · Junio

21 Ostegun · Jueves

$l=1$, $P_1^1(x) = \frac{1}{\sqrt{1-x^2}}[xP_1(x) - P_0] = \frac{1}{\sqrt{1-x^2}}[x^2-1] = -\sqrt{1-x^2} = -\sin\theta$

$l=3$ $P_3^1(x) = -\frac{3}{2}(1-x^2)^{1/2}(5x^2-1) = -\frac{3}{2}\sin\theta(5\cos^2\theta - 1)$

$l=5$ $P_5^1(x) = P_3^1(x) - 9\sqrt{1-x^2}P_4(x) = -\frac{3}{2}\sin\theta(5x^2-1) + 9\sin\theta\left[\frac{4}{3}(5x^2-1) + 35x^4 - 30x^2 + 3\right] = -\frac{9}{8}\sin\theta\left[\frac{5}{3}(21x^4 - 14x^2 + 1)\right] = -\frac{15}{8}(21x^4 - 14x^2 + 1)\sin\theta = P_5^1(x)$

$l=7$ $P_7^1(x) = P_5^1(x) - 13\sqrt{1-x^2}P_6(x) = -\frac{15}{8}\sin\theta(21x^4 - 14x^2 + 1) -$

$- 13\sin\theta\frac{1}{48}(63\cdot 11x^6 - 35\cdot 27x^4 + 9\cdot 35x^2 - 15) = -\frac{1}{48}\sin\theta\left[90(21x^4 - 14x^2 + 1) + \right.$

$\left. + 13(63\cdot 11x^6 - 35\cdot 27x^4 + 9\cdot 35x^2 - 15)\right] = -\frac{1}{48}\sin\theta\left[13\cdot 63\cdot 11x^6 - 27\cdot 385x^4 + \right.$

$\left. + 5\cdot 7\cdot 9\cdot 9x^2 + 90 - 13\cdot 15\right] = -\frac{1}{48}\sin\theta\left[13\cdot 63\cdot 11x^6 - 27\cdot 5\cdot 7\cdot 11x^4 + 5\cdot 7\cdot 9\cdot 9x^2 - 5\cdot 7\cdot 3\right] =$

$= -\frac{21}{48}\sin\theta\left[13\cdot 33x^6 - 9\cdot 55x^4 + 9\cdot 15x^2 - 5\right] = P_7^1(x)$

$J_1(\beta) = \int_0^1 d\rho\rho\int_{-\beta/2}^{\beta/2} dz(\rho^2+z^2)^{1/2}(-1)\frac{\rho}{\sqrt{z^2+\rho^2}} = (-1)\int_0^1 d\rho\rho^2\int dz = -\beta\cdot\frac{1}{3}$

$J_3(\beta) = \int_0^1 d\rho\rho\int dz(\rho^2+z^2)^{3/2}\left(-\frac{3}{2}\right)\frac{\rho}{\sqrt{z^2+\rho^2}}\left(5\frac{z^2}{z^2+\rho^2} - 1\right) = -\frac{3}{2}\int d\rho\rho^2\int dz[5z^2 - (z^2+\rho^2)]$

$= -\frac{3}{2}\int d\rho\rho^2\int dz[4z^2 - \rho^2] = +\frac{3}{2}\cdot\frac{1}{3}\beta\int_0^1 d\rho\rho^4\beta = +\frac{3}{10}\beta$

$J_5(\beta) = \int d\rho\rho\int dz(\rho^2+z^2)^{5/2}\left(-\frac{15}{8}\right)\frac{\rho}{\sqrt{\rho^2+z^2}}(21x^4 - 14x^2 + 1)\Big|_{x=z/\sqrt{\rho^2+z^2}} =$

$= -\frac{15}{8}\int d\rho\rho^2\int_{\beta(\beta/2)} dz(\rho^2+z^2)^2\left[21\frac{z^4}{(\rho^2+z^2)^2} - 14\frac{z^2}{(z^2+\rho^2)} + 1\right] = |\text{разложим по } \beta\ll 1| =$

$= -\frac{15}{8}\int_0^1 d\rho\rho^2\int_{0(-\beta/2)} dz\rho^4 = -\frac{15}{8}\beta\int_0^1 d\rho\rho^6 = -\frac{15}{7\cdot 8}\beta, \qquad J_7(\beta) = \frac{\beta}{9}\cdot\frac{21\cdot 5}{48}$

$J_l(\beta) = \beta\int_0^1 d\rho\rho^{l+1}P_l^1(x=0) = \frac{\beta}{(l+2)}P_l^1(x=0)$, l — нечет.

$P_l^1(x=0) = -lP_{l-1}(0) = -l\left(-\frac{1}{2}\right)\frac{\sin(l-1)\pi/2}{\pi^{3/2}}\Gamma\left(\frac{l}{2}\right)\Gamma\left(-\frac{(l-1)}{2}\right)$ — невернее ф

$P_2(0) = -\frac{1}{2}$, $P_4(0) = \frac{1\cdot 3}{2\cdot 4}$, $P_6(0) = -\frac{1\cdot 3\cdot 5}{2\cdot 4\cdot 6}$, $P_{2n}(0) = (-1)^n\frac{(2n-1)!!}{(2n)!!}$

$P_l^1(0) = -lP_{l-1}(0) = -l(-1)^{(l-1)/2}\frac{(l-1-1)!!}{(l-1)!!} = -(-1)^{\frac{1}{2}(l-1)}l\cdot\frac{(l-2)!!}{(l-1)!!}$, $l\geq 3$

$\to J_l(\beta) = -l\frac{(-1)^{(l-1)/2}}{(l+2)}\frac{(l-2)!!}{(l-1)!!}\beta$ в нав. прибл. по $\beta\ll 1$.

$s_x\sin\varphi - s_y\cos\varphi = \frac{i}{2}(se^{-i\varphi} - \bar{s}e^{i\varphi})$

$Q_l^m = \int d^3\vec{r}\,2\mathbb{C}\frac{i}{2}(se^{-i\varphi} - \bar{s}e^{i\varphi})\sqrt{\frac{4\pi}{2l+1}}r^l e^{im\varphi}\sqrt{\frac{2l+1}{4\pi}}\sqrt{\frac{(l-m)!}{(l+m)!}}P_l^m(\cos\theta) =$

$= i\mathbb{C}\sqrt{\frac{(l-m)!}{(l+m)!}}\int_0^{2\pi} d\varphi(se^{-i\varphi} - \bar{s}e^{i\varphi})e^{im\varphi}\int d\rho\rho\int dz(\rho^2+z^2)^{l/2}P_l^m(\cos\theta) =$

$= 2\pi i\mathbb{C}\sqrt{\frac{(l-m)!}{(l+m)!}}(s\delta_{m1} - \bar{s}\delta_{m,-1})\int d\rho\rho\int dz(\rho^2+z^2)^{l/2}P_l^m(\cos\theta)$

172/193

$Q_l^{-m} = (-1)^m Q_l^{m*}$, т.к. $Y_l^{m*} = (-1)^m Y_l^{-m}$. Достаточно Q_l^1. Знаем P_1^1 через θ:

$Q_l^1 = 2\pi i\mathbb{C}s\sqrt{\frac{(l-1)!}{(l+1)!}}\int d\rho\rho\int dz(\rho^2+z^2)^{l/2}P_l^1(z/\sqrt{z^2+\rho^2}) = 2\pi i\mathbb{C}s\frac{1}{\sqrt{l(l+1)}}J_l(\beta)$

$Q_l^1 = i\mathbb{C}s\frac{2\pi}{\sqrt{l(l+1)}}(-1)^{(l+1)/2}\frac{(l-2)!!}{(l-1)!!}\frac{\beta l}{(l+2)}$, $l\geq 3$, $Q_1^1 = 2\pi i\mathbb{C}s\frac{1}{\sqrt{2}}\left(-\frac{1}{3}\right)\beta = -\frac{\sqrt{2}}{3}\pi i\mathbb{C}s\beta$ верно

$Q_3^1 = i\mathbb{C}s\frac{2\pi}{2\sqrt{3}}(-1)^2\frac{1}{2}\frac{\beta}{5} = i\mathbb{C}s\frac{\pi\cdot 3}{10\sqrt{3}}\beta$, в самом деле $\frac{\sqrt{3}}{10}$ (?), $\frac{3}{10\sqrt{3}} = \frac{\sqrt{3}}{10}$ верно

25 Asteg · Semana

Escaneado con CamScanner

$Q_5' = iCs \frac{2\pi}{\sqrt{5\cdot 6}}(-1)\frac{3}{2\cdot 4}\frac{\beta}{7} = -\frac{3}{4\sqrt{5\cdot 2\cdot 3\cdot 7}}\pi i Cs\beta = -\frac{1}{28}\sqrt{\frac{3}{10}}\pi i Cs\beta$ Окс. Juntos: Ukraina $\frac{\sqrt{15}}{14\sqrt{2}}$ $\frac{\sqrt{30}}{28}$

не совпадает.

22

$P_n^1(0) = 2\cos\left(\frac{n+1}{2}\pi\right)\frac{\Gamma(n/2)}{\Gamma\left(\frac{n-1}{2}\right)\Gamma(-1/2)}$, $\Gamma(x)$ - factorial, n - целое.

$P_n(0) = (-1)^{n/2}\frac{(n-1)!!}{n!!}$, $\frac{dP_n(0)}{dx} = (-1)^{(n-1)/2}\frac{3\cdot 5\cdots n}{2\cdot 4\cdots(n-1)}$, n - целое.

Viernes · Ostirala

23/III Вычисл. с п. отдалённости 400€ студенческие. E-mail Окс. Чуб. Вле-400€

$\Gamma(x+1) = x\Gamma(x)$, $\frac{\Gamma(n/2)}{\Gamma\left(\frac{n}{2}-\frac{1}{2}\right)\Gamma(-1/2)} = \frac{1}{(-2)\sqrt{\pi}}\frac{\Gamma(n/2)}{\Gamma\left(\frac{n}{2}-1/2\right)} = \left|n = 2k+1,\ k = 1,2,..\right|$

$= -\frac{1}{2\sqrt{\pi}}\frac{\Gamma(k+1/2)}{\Gamma(k)} = -\frac{1}{2\sqrt{\pi}}\frac{\sqrt{\pi}}{2^k}\frac{(2k-1)!!}{(k-1)!} = -\frac{1}{2^{k+1}}\frac{(2k-1)!!}{(k-1)!}$

$P_n'(0) = 2\cos(k+1)\pi\frac{\Gamma(n/2)}{\Gamma\left(\frac{n}{2}-\frac{1}{2}\right)\Gamma(-1/2)} = 2(-1)^{k+1}(-1)\frac{1}{2^{k+1}}\frac{(2k-1)!!}{(k-1)!} = \frac{(-1)^k}{2^k}\frac{(2k-1)!!}{(k-1)!}$

$P_n'(0) = \frac{(-1)^{(n-1)/2}}{2^{(n-1)/2}}\frac{(n-2)!!}{\left[\frac{n}{2}-\frac{3}{2}\right]!}$, $k = 1,2,3,\ldots$, $n = 3,5,7,\ldots$ Не уверен $\Gamma(x) = (x-1)!$

Или $P_\ell'(x=0) = \frac{\ell}{2}\frac{\sin(\ell-1)\pi/2\,\Gamma(\ell/2)\Gamma\left(-\frac{\ell}{2}+\frac{1}{2}\right)}{\pi^{3/2}} = \left|\ell = 2k+1,\ k = 1,2,3..\right| = \frac{(2k+1)}{2}\cdot 0\cdot(\cdot) = 0$?

$P_\ell'(0) = -\ell P_{\ell-1}(0) = -\ell(-1)^{\frac{\ell-1}{2}}\frac{(\ell-2)!!}{(\ell-1)!!}$ (ℓ - целое). Пропущен множ. „ℓ" 22/III в $P_\ell'(0)$

Uncorrected $Q_3' = iCs\pi\beta\frac{\sqrt{3}}{10}$ совп. с Окс. Corrected $Q_5' = -\frac{5}{28}\sqrt{\frac{3}{10}}\pi i Cs\beta$ не совп. с Окс. множ. $\frac{\sqrt{30}}{28}$ (?). Проверить.

$Q_7' = iCs\frac{2\pi}{\sqrt{7\cdot 8}}\frac{3\cdot 5}{2\cdot 4\cdot 6}\frac{7}{8}\beta = (iCs\pi\beta)\frac{1}{\sqrt{7\cdot 8}}\frac{5\cdot 7}{3\cdot 4\cdot 6} = (\cdot)\frac{5\sqrt{7}}{2\sqrt{2}\cdot 3\cdot 4\cdot 6} = (\cdot)\frac{\sqrt{7}}{\sqrt{2}}\frac{5}{144}$ -

- совп с Окс. table 1. // Окс. corrected Q_5', там $\frac{\sqrt{30}}{2\cdot 28}$, у меня $\frac{5}{28}\sqrt{\frac{3}{10}} = \frac{\sqrt{30}}{2\cdot 28}$ - совпало. Все Q_ℓ' по общей формуле 22/III совпали с table 1 - corrected Q_5'.

Окс. построил new $\Delta\omega(d) = (\gamma M_s/4\pi\beta)[|I_y| - \rho I_x]$, $\Delta\omega_{calc}$ значительно меньше experiment Sugimoto и Arai. (pure free m.)

$T_{\ell m\ell' m'} \sim I_L^{-M}(\vec{R}) = \sqrt{\frac{4\pi}{2L+1}}\frac{1}{R^{L+1}}Y_L^{-M}(\theta_R, \varphi_R)$, $L = \ell+\ell'$, $M = m+m'$,

$\theta_R = \pi/2$ упрощает задачу, задействуем использ. $\varphi_R = 0$ для наших data вдоль оси Ox. $P_\ell^m(\cos\theta) \underset{\theta=\pi/2}{=} P_\ell^m(0)$. $P_L^M(0)$, $M = -2, 0, +2$, $m, m' = \pm 1$.

$L = \ell+\ell'$ - чет. ℓ и m прим. β

$Y_L^M\left(\frac{\pi}{2},\varphi\right) = (-1)^{\frac{L+M}{2}}e^{iM\varphi}\left[\frac{2L+1}{4\pi}\frac{(L+M-1)!!(L-M-1)!!}{(L+M)!!(L-M)!!}\right]^{1/2}$, $L+M$ - чет. 173/192

$I_L^{-M}(\vec{R}) = \frac{1}{R^{L+1}}(-1)^{\frac{L-M}{2}}e^{-iM\varphi}\left[\frac{(L+M-1)!!(L-M-1)!!}{(L+M)!!(L-M)!!}\right]^{1/2}$, иначе $Y_L^M(\pi/2,0) = 0$.

$L+M \to L-M$ - чет.

$T_{\ell m\ell' m'}(\vec{R}) = (-1)^{\ell'+M}\binom{L+M}{\ell+m}^{1/2}\binom{L-M}{\ell-m}^{1/2}\frac{(-1)^{(L-M)/2}}{R^{L+1}}e^{-iM\varphi}\left[\frac{(L+M-1)!!(L-M-1)!!}{(L+M)!!(L-M)!!}\right]^{1/2}$

4

Jarunbata · Sábado

$\binom{n}{k} = \frac{n!}{(n-k)!k!}$, $n \geq k$, или 0 при $n < k$. 17/191

$\ell'+m' \geq 0$ и $\ell'-m' \geq 0$ Сом. F.K. 173/190 $\ell' = 1,2,3,\ldots$

$T_{\ell m\ell' m'} = S_{LM}\frac{1}{R^{L+1}}(-1)^{\ell'}\binom{L+M}{\ell+m}^{1/2}\binom{L-M}{\ell-m}^{1/2}$, $S_{LM} = (-1)^M(-1)^{(L-M)/2}e^{-iM\varphi}[\ldots]_{LM}^{1/2}$.

$\binom{L+M}{\frac{L}{2}+m} = \frac{(L+M)!}{\left(\frac{L}{2}+m\right)!\left(\frac{L}{2}+M-m\right)!}$. $T_{\ell m\ell' m'} = (-1)^{\ell}\sqrt{\frac{(2L+1)!}{(2\ell)!(2\ell')!}}(-1)^{\ell-\ell'+M}C_{\ell m\ell' m'}^{LM}\frac{i}{\sqrt{2L+1}}I_L^{-M}$

$T_{\ell m\ell' m'} = (-1)^{\ell'+M}\sqrt{\frac{(2L)!}{(2\ell)!(2\ell')!}}C_{\ell m\ell' m'}^{LM}\frac{1}{R^{L+1}}\tilde{I}_L^{-M} = (-1)^M\frac{\sqrt{(2L)!}}{R^{L+1}}\tilde{I}_L^{-M}\frac{(-1)^{\ell'}}{\sqrt{(2\ell)!(2\ell')!}}C_{\ell m\ell' m'}^{LM}$

$W_{int} = \sum_{\ell m\ell' m'}T_{\ell m\ell' m'}Q_\ell^m Q_{\ell'}^{m'} = \sum W_L$, $W_L = \sum_{\ell m M}(-1)^{M+\ell'}\sqrt{(\cdot)}\,\tilde{I}_L^{-M}C_{\ell m\ell-\ell M-m}^{LM}Q_\ell^m Q_{\ell-\ell}^{M-m}$

Semana · Asta 25

Escaneado con CamScanner

$W_{int} = \sum_L \frac{W_L}{R^{L+1}}$, $W_L = \sum_{lmM} (-1)^{M+L-l} \sqrt{\frac{(2L)!}{(2l)!(2L-2l)!}} \tilde{I}^{-M}_{L} C^{LM}_{lm,L-l,M-m} Q^m_l Q^{M-m}_{L-l}$

$\tilde{I}^{-M}_{L} = (-1)^{\frac{L-M}{2}} e^{-iM\varphi} [\,.\,]^{1/2}$ или $W_L = \sum_{lmM} (-1)^{L-l} S_{LM} \binom{L+M}{l+m}^{1/2} \binom{L-M}{l-m}^{1/2} Q^m_l Q^{M-m}_{L-l}$,

$W_L = \sum_{lmM} (-1)^l S_{LM} \binom{L+M}{l+m}^{1/2} \binom{L-M}{l-m}^{1/2} Q^m_l Q^{M-m}_{L-l}$, $S_{LM} = (-1)^{\frac{L+M}{2}} e^{-iM\varphi} \sqrt{\frac{(L+M-1)!!(L-M-1)!!}{(L+M)!!(L-M)!!}}$

Model 2 vortex:

$Q^m_l Q^{M-m}_{l-l} \sim (S_1 \delta_{m,1} + \bar{S}_1 \delta_{m,-1})(S_2 \delta_{M-m,1} + \bar{S}_2 \delta_{M-m,-1}) = S_1 S_2 \delta_{M2} + S_1 \bar{S}_2 \delta_{M0} +$

$+ \bar{S}_1 S_2 \delta_{M0} + \bar{S}_1 \bar{S}_2 \delta_{M,-2}$. $Q^m_l Q^{M-m}_{L-l} = F_l F_{L-l} (S_1 S_2 \delta_{M2} + S_1 \bar{S}_2 \delta_{M0} + \bar{S}_1 S_2 \delta_{M0} + \bar{S}_1 \bar{S}_2 \delta_{M,-2})$

$W_L = \sum_{lmM} (-1)^l S_{LM} \binom{L+M}{l+m}^{1/2} \binom{L-M}{l-m}^{1/2} Q^m_l Q^{M-m}_{l} = \sum_l (-1)^l \Big[S_{L2} \binom{L+2}{l+1}^{1/2} \binom{L-2}{l-1}^{1/2} S_1 S_2 +$

$+ S_{L0} \binom{L}{l+1}^{1/2} \binom{L}{l-1}^{1/2} S_1 \bar{S}_2 + S_{L0} \binom{L}{l-1}^{1/2} \binom{L}{l+1}^{1/2} \bar{S}_1 S_2 + S_1 \bar{S}_2 S_{L,-2} \binom{L-2}{l-1}^{1/2} \binom{L+2}{l+1}^{1/2} \Big] F_l F_{L-l}$

$W_L = \sum_l (-1)^l F_l F_{L-l} \Big[\binom{L+2}{l+1}^{1/2} \binom{L-2}{l-1}^{1/2} \{ S_{L2} S_1 S_2 + S_{L,-2} \bar{S}_1 \bar{S}_2 \} + S_{L0} \binom{L}{l+1}^{1/2} \binom{L}{l-1}^{1/2} \times$

$\times \{ S_1 \bar{S}_2 + \bar{S}_1 S_2 \} \Big]$, $S_{LM} = e^{-iM\varphi} \mathcal{Z}_{LM}$, $\mathcal{Z}_{LM}$ – зав. ф-ция M, $Q^m_l = F_l (S_1 \delta_{m1} + \bar{S}_1 \delta_{m,-1})$

$W_L = \sum_l (-1)^l F_l F_{L-l} \Big[\binom{L+2}{l+1}^{1/2} \binom{L-2}{l-1}^{1/2} \mathcal{Z}_{L2} (S_1 S_2 e^{-2i\varphi} + \bar{S}_1 \bar{S}_2 e^{2i\varphi}) + \mathcal{Z}_{L0} \binom{L}{l+1}^{1/2} \binom{L}{l-1}^{1/2} (S_1 \bar{S}_2 + \bar{S}_1 S_2) \Big]$

$\binom{L+2}{l+1}\binom{L-2}{l-1} = \frac{(L+2)!\,(L-2)!}{(l+1)!(L-l+1)!(l-1)!(L-l-1)!}$, $\binom{L}{l+1}\binom{L}{l-1} = \frac{(L!)^2}{(l+1)!(L-l-1)!(L-l+1)!(l-1)!}$

$W_L = \sum_l (-1)^l \frac{F_l F_{L-l}}{\sqrt{(l+1)!(l-1)!(L-l+1)!(L-l-1)!}} \Big[\sqrt{(L+2)!(L-2)!}\, \mathcal{Z}_{L2}(\,.\,) + L! (S_1 \bar{S}_2 + \bar{S}_1 S_2) \mathcal{Z}_{L0} \Big] =$

$= \sum_l (-1)^l F_l F_{L-l} \frac{1}{l!} \sqrt{\frac{l}{l+1}} \frac{1}{(L-l)!} \sqrt{\frac{L-l}{L-l+1}}\, L! \Big[\sqrt{\frac{(L+1)(L+2)}{L(L-1)}}\, \mathcal{Z}_{L2}(\,.\,) + \mathcal{Z}_{L0} (S_1 \bar{S}_2 + \bar{S}_1 S_2) \Big]$

$\mathcal{Z}_{L2} = (-1)^{\frac{L}{2}-1} \Big[\frac{(L+1)!!\,(L-3)!!}{(L+2)!!\,(L-2)!!} \Big]^{1/2} = (-1)^{\frac{L}{2}-1} (L-1)!! \sqrt{\frac{L+1}{L-1}} \frac{1}{(L+1)!!} \sqrt{\frac{L}{L+2}}$

$\mathcal{Z}_{L0} = (-1)^{L/2} \Big[\frac{(L-1)!!^2}{(L!!)^2} \Big]^{1/2} = (-1)^{L/2} \frac{(L-1)!!}{L!!}$

$W_L = \sum_l (-1)^l F_l F_{L-l} \binom{L}{l} \sqrt{\frac{l(L-l)}{(l+1)(L-l+1)}} (-1)^{\frac{L}{2}} \frac{(L-1)!!}{L!!} \Big[\sqrt{\frac{(L+1)(L+2)}{L(L-1)}} (-1) \sqrt{\frac{L(L+1)}{(L+2)(L-1)}}\, (\,.\,) +$

$+ (S_1 \bar{S}_2 + \bar{S}_1 S_2) \Big] = (-1)^{L/2} \frac{(L-1)!!}{L!!} \sum_l (-1)^l F_l F_{L-l} \binom{L}{l} \sqrt{\frac{l(L-l)}{(l+1)(L-l+1)}} \Big[-\frac{(L+1)}{(L-1)} (S_1 S_2 e^{-2i\varphi} +$

$+ \bar{S}_1 \bar{S}_2 e^{2i\varphi}) + S_1 \bar{S}_2 + \bar{S}_1 S_2 \Big]$, $S_1 S_2 e^{-2i\varphi} + \bar{S}_1 \bar{S}_2 e^{2i\varphi} = 2\,\mathrm{Re}\, S_1 S_2 e^{-2i\varphi} =$

$= 2\,\mathrm{Re}\, (S_{1x} + iS_{1y})(S_{2x} + iS_{2y}) e^{i\varphi} = 2\,\mathrm{Re}\, (S_{1x} S_{2x} - S_{1y} S_{2y} + iS_{1y} S_{2x} + iS_{1x} S_{2y}) \times$

$\times (\cos 2\varphi - i \sin 2\varphi) = 2 (S_{1x} S_{2x} - S_{1y} S_{2y}) \cos 2\varphi + 2 (S_{1y} S_{2x} + S_{1x} S_{2y}) \sin 2\varphi$,

$S_1 \bar{S}_2 + \bar{S}_1 S_2 = 2\,\mathrm{Re}\, (S_1 \bar{S}_2) = 2 \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2$

$W_L = 2(-1)^{L/2} \frac{(L-1)!!}{(L-1)L!!} \sum_l (-1)^l F_l F_{L-l} \binom{L}{l} \sqrt{\frac{ll'}{(l+1)(l'+1)}} \Big[-(L+1) \{ (S_{1x} S_{2x} -$

$- S_{1y} S_{2y}) \cos 2\varphi + (S_{1y} S_{2x} + S_{1x} S_{2y}) \sin 2\varphi \} + (L-1) \vec{S}_1 \vec{S}_2 \Big] =$

$= 2(-1)^{L/2} \frac{(L-3)!!}{L!!} \sum_l (-1)^l F_l F_{L-l} \binom{L}{l} \sqrt{\frac{ll'}{(l+1)(l'+1)}} \Big[(L+1) b + (L-1) a \Big]$

$b = (S_{1y} S_{2y}) e_z = (S_{1y} S_{2y} - S_{1x} S_{2x}) \cos 2\varphi - (S_{1y} S_{2x} + S_{1x} S_{2y}) \sin 2\varphi$, $a = \vec{S}_1 \vec{S}_2$

Escaneado con CamScanner

Fe: $Q_\ell^m = Fe(s\delta_{m1} + \bar{s}\delta_{m-1})$ сравн. с $Q_\ell^1 = \frac{2\pi i C s}{\sqrt{\ell(\ell+1)}}(-1)^{\frac{\ell+1}{2}}\frac{(\ell-2)!!}{(\ell-1)!!}\frac{\beta^\ell}{\ell!}\delta_{m1}$

$Fe = \frac{2\pi i C}{\sqrt{\ell(\ell+1)}}(-1)^{\frac{\ell+1}{2}}\frac{\ell!!}{(\ell-1)!!}\frac{\beta}{(\ell+2)} = \frac{1}{\sqrt{\ell(\ell+1)}}fe$.

$\frac{1}{\sqrt{\ell(\ell+1)}}fe\sqrt{\frac{\ell}{\ell+1}} = \frac{fe}{\ell+1}$, $F_{L-\ell}\sqrt{\frac{L-\ell}{L-\ell+1}} = \frac{f_{L-\ell}}{(L-\ell+1)}$

$W_L = 2(-1)^{L/2}\frac{(L-3)!!}{L!!}\sum_\ell(-1)^\ell \frac{fe\,f_{L-\ell}}{(\ell+1)(L-\ell+1)}\binom{L}{\ell}[(L+1)\beta + (L-1)\alpha]$, $fe = 2\pi i C(-1)^{\frac{\ell}{2}}\frac{\ell!!}{(\ell-1)!!}\frac{\beta^\ell}{(\ell+2)}$

$fe = ge\cdot 2\pi i C\beta^\ell$, $W_L = -8\pi^2 C_1C_2\beta^2(-1)^{\frac{L}{2}}\frac{(L-3)!!}{L!!}[(L+1)\beta + (L-1)\alpha]\sum_\ell(-1)^\ell\frac{ge\,g_{L-\ell}}{(\ell+1)(L-\ell+1)}\binom{L}{\ell}$

$ge = (-1)^{\frac{\ell+1}{2}}\frac{\ell!!}{(\ell-1)!!}\frac{1}{(\ell+2)}$, $\Pi(L) = \sum_\ell(-1)^\ell\frac{ge\,g_{L-\ell}}{(\ell+1)(L-\ell+1)}\binom{L}{\ell}$, $\binom{L}{\ell} = \frac{L!}{\ell!(L-\ell)!}$

$W_L = -8\pi^2 C_1C_2\beta^2(-1)^{L/2}\frac{(L-3)!!}{L!!}[(L-1)\alpha + (L+1)\beta]\Pi(L)$ → $W_{int}(R) = \sum_L\frac{W_L}{R^{L+1}}$

Для данного объекта table 2.:

Dip-dip. $\ell = \ell' = 1$, $L = 2$, $\Pi(2) = (-1)\frac{g_1^2}{4}\frac{2}{1\cdot 1} = -\frac{1}{2}g_1^2$, $g_1 = (-1)\frac{1}{3}$

$\Pi(2) = -\frac{1}{2}\cdot\frac{1}{9}\cdot\frac{(L-3)!!}{L!!} = \frac{(L-1)!!}{(L-1)L!!} = |L=2| = \frac{1}{1\cdot 2}$ ☎

$W_{(L=2)} = -8\pi^2 C_1C_2\beta^2(-1)\frac{1}{2}\left(-\frac{1}{2}\frac{1}{9}\right)[\alpha + 3\beta] = -\frac{2}{9}\pi^2 C_1C_2\beta^2[\alpha+3\beta]$ Верно

$L=4$, $\ell = 1,3$; $\ell' = 1,3$. $\Pi(4) = \sum_\ell(-1)^\ell\frac{ge\,ge'}{(\ell+1)(\ell'+1)}\frac{L!}{\ell!\ell'!} = (-1)g_1g_3 2\cdot\frac{4!}{2\cdot 4\cdot 3!} =$

$\Pi(4) = -g_1g_3 = -\left(-\frac{1}{3}\right)\frac{3}{2}\frac{1}{5} = \frac{1}{10}$. $= (-1)g_1g_3\frac{2\cdot 2\cdot 3\cdot 4}{2\cdot 4\cdot 2\cdot 3}$

$W(L=4) = -8\pi^2 C_1C_2\beta^2\frac{1}{2\cdot 4}[3\alpha + 5\beta]\frac{1}{10} = -\frac{\pi^2}{10}C_1C_2\beta^2[3\alpha+5\beta]$ – Верно.

$W(L=2)$ и $W(L=4)$ в table 2 верные.

$\binom{L}{\ell} = \frac{L!}{(L-\ell)!\ell!}$, $L!$ вынесем из $\Pi(L)$ и $(\ell+1)\ell! = (\ell+1)!$, $(\ell'+1)\ell'! = (\ell'+1)!$

→ $W_L = -8\pi^2 C_1C_2\beta^2(-1)^{L/2}L!\frac{(L-3)!!}{L!!}[(L-1)\alpha + (L+1)\beta]\Pi(L)$, $\Pi(L) = \sum_\ell(-1)^\ell\frac{ge\,g_{L-\ell}}{(\ell+1)!(L-\ell+1)}$

W_L коэф. при $1/R^{L+1}$ в разложении $W_{int}(R)$. Знак $ge\,g_{L-\ell} = (-1)^{\frac{\ell+1}{2}}(-1)^{\frac{\ell'+1}{2}} = (-1)(-1)^{L/2}$

$\Pi(L) = \sum_\ell(-1)^\ell(-1)(-1)^{L/2}\frac{ge\,g_{L-\ell}}{(\ell+1)!(\ell'+1)!}$ → $ge = \frac{\ell!!}{(\ell-1)!!}\frac{1}{(\ell+2)}$

$(-1)^{L/2}$ вынесем из $\Pi(L)$ → даст $(-1)^L = +1$ при $L = \ell+\ell'$ – чет., ℓ,ℓ' – нечет.

$W_L = -8\pi^2 C_1C_2\beta^2 L!\frac{(L-3)!!}{L!!}[(L-1)\alpha + (L+1)\beta]\Pi(L)$, $\Pi(L) = \sum_\ell(-1)^\ell\frac{ge\,ge'}{(\ell+1)!(\ell'+1)!}$

Это интеграл. multipole decomposition $W_{int} = \sum_L\frac{W_L}{R^{L+1}}$ of dot pair in pole-free model

25/III Dip. Rigid v. model $\vec{div m} \to Div\vec{m} = (\vec{m}\cdot\vec{n})\delta(\rho-1)$. в сферич. коорд. $\vec{m} = \pm\vec{z}$

$(\vec{m}\cdot\vec{n}) = m_\varphi = m_x\cos\varphi + m_y\sin\varphi = Re(m\bar{n})$, $m = m_x + im_y = w = \frac{f}{|f|}$, $n = n_x + in_y = e^{i\varphi}$

$m_\varphi = Re\left(\frac{f}{|f|}e^{-i\varphi}\right) = \frac{1}{|f|}Re\left[i\frac{C}{c}(z-s)e^{-i\varphi}\right] = |z = \rho e^{i\varphi}| = \frac{1}{|f|}(-1)\frac{C}{c}Re(ise^{-i\varphi}) =$

$= -\frac{1}{|f|}\frac{C}{c}[s_x\sin\varphi - s_y\cos\varphi] = -\frac{C}{|z-s|}(s_x\sin\varphi - s_y\cos\varphi) \approx -C(s_x\sin\varphi - s_y\cos\varphi)$, $|z|=1$, $|\rho| \ll |z|$

Note: в pole free model $div\vec{m} = 2C(s_x\sin\varphi - s_y\cos\varphi)$ – совп. с сомн. до множ.

Rigid v. $div\vec{m} = -C(s_x\sin\varphi - s_y\cos\varphi)\delta(\rho-1)$, $Q_\ell^m(r.v.) = \int d^3\vec{r}\,[\text{pole free m.}](-\frac{1}{2})\delta(\rho-1)$

Escaneado con CamScanner

Ekaina · Junio

$$J_\ell(\beta) = \int_0^1 d\varrho\varrho \int_0^\beta dz\, (\varrho^2+z^2)^{\ell/2} P_\ell^1\left(\frac{z}{\sqrt{z^2+\varrho^2}}\right) \underset{\beta\to 0}{\simeq} \beta P_\ell^1(x=0) \int_0^1 d\varrho\varrho^{\ell+1} \to \frac{1}{\ell+2}$$

27

$$J_\ell^{7.v.}(\beta) = \beta P_\ell^1(x=0)\left(-\frac{1}{2}\right)\int_0^1 d\varrho\varrho^{\ell+1}\delta(\varrho-1) = \left|\varrho\to 1-0\right| = \frac{1}{2}\beta P_\ell^1(x=0)$$

Видно $Q_\ell^1(7.v.) = Q_\ell^1(p.f.)(-1)\frac{(\ell+2)}{2}$, $Q_\ell^1 \neq F_\ell$, надо учитывать F_ℓ

Asteazkena · Miércoles

$F_\ell F_{\ell'}(7.v.) = \left(\frac{\ell}{2}+1\right)^2 F_\ell F_{\ell'-\ell}(p.f.)$, Eqs. (23/III) справедливо, но $g_\ell^{7.v.} = \frac{\ell+2}{2} g_\ell = \frac{1}{2}\frac{(\ell+1)!}{(\ell-1)!}$

Dip.-dip. $\ell=\ell'=1$, $\Pi(\ell=2) = -\frac{1}{2}g_1^2 = \left|g_1 = \left(-\frac{1}{3}\right)\left(\frac{1+2}{2}\right) = -\frac{1}{2}\right| = -\frac{1}{8}$

Видно $\Pi(2)^{p.f.} = -\frac{1}{18}$. $\frac{\Pi(2)^{7.v.}}{\Pi(2)^{p.f.}} = \frac{18}{8} = \frac{9}{4} = \left(\frac{3}{2}\right)^2$, т.е. dip-dip interaction в zigid v model в 9/4 раз больше (dip.-dip.) pole free model. Freq. splitting - dot prod

Splt. $|\omega_1^p - \omega_2^p| \sim |I_y| - p I_x$. Как отличается $|\omega_1^p - \omega_2^p|$ в dip. приближении?

$W_{int}^{dip-dip}(a+3b) = S_{x1}S_{x2} + S_{y1}S_{y2} + 3(S_{y1}S_{y2} - S_{x1}S_{x2}) = -2S_{x1}S_{x2} + 4S_{y1}S_{y2}$

$$|\omega_1^p - \omega_2^p| = \frac{\gamma M_s}{4\pi}\beta\frac{4}{9}(2-p)\frac{1}{d^3}\cdot\frac{9}{4} = |\omega_1^p - \omega_2^p|_{p.f.}\cdot\frac{9}{4}.$$

$$\Pi(4)^{7.v.} = -g_1 g_3 = \frac{1}{10}\left(\frac{\ell+2}{2}\right)_{\ell=1}\left(\frac{\ell+2}{2}\right)_{\ell=3} = \frac{1}{10}\cdot\frac{3}{2}\cdot\frac{5}{2} = \frac{1}{10}\cdot\frac{15}{4} = \frac{15}{4}\cdot\Pi(4)^{p.f.}$$

Т.е. корр. при $1/d^5$ в 7.v. в 15/4 больше, чем в pole free model (dip.-octupole)

Splitting. zigid v. model: $|f_1^p - f_2^p| = \frac{\gamma}{2\pi}\frac{M_s}{4\pi}\beta\left[\frac{(2-p)}{d^3} + \frac{3}{4}\frac{(4-p)}{d^5} + O(1/d^7)\right]\times\pi^2$, Cm. 16/IV

Typical $\Delta f_p = 3\frac{MHz}{Oe}\frac{8\cdot10^2 Oe}{12}0.1\frac{(2-p)}{2^3} = 2.5(2-p)\,MHz = \left\{\begin{matrix}7.5\,MHz & p=-1\\ 2{,}5\,MHz & p=+1\end{matrix}\right\}\times\pi^2$

— Это-то очень плохо → Проверить само ур. для $\Delta\omega_p$!

($L=4$)-конфигурация дает иное. $\left[1+\frac{3}{4}\left(\frac{4-p}{2-p}\right)\frac{1}{d^2}\right] \approx \left[1+\frac{3}{4}\frac{1}{4}\left(\frac{4-p}{2-p}\right)\right] = \left\{\begin{matrix}21/16, & p=-1\\ 25/16, & p=+1\end{matrix}\right\}$

Т.е. частота splitting $\Delta f_p \approx \left\{\begin{matrix}10\,MHz, & p=-1\\ 5\,MHz, & p=+1\end{matrix}\right\}\times\pi^2$.

(26/III) А.-А. послали 2е new Targetes. Арантха прислала перевод 2-х глав научн. отчета MICINN с Окс. Ч. Сходили Окс. Ч. поработать $|\omega_1^p - \omega_2^p|$ не нашли ошибки (1/2 в W_{int}?), построить $\Delta\omega_p(d)$ для pole-free и zigid v. models, сравнить с эксп. Sugimoto, Arai, построить ω_0 in-phase Square array с периодом d^4. Обсудил: Илона и сын Multipole paper. Отчет MICINN (Славик и Оксана Ч.).

(27/III) Беседа с Тимом о поездке ICSM'12 в Турцию и Juanjo о гранте FMR-Spectrometer grant (послать CV-updated).

Fr. Splitting $|\omega_1^p - \omega_2^p|$ - pole free model if ver. pair ранее от exp. Sugimoto, Arai. Окс. предлож. сначала zigid v. и pole free models. Это можно сделать, найдя $f(z) \to m_x, m_y$, решая $\nabla^2 f(z) = 0$ и $\frac{\partial m_x}{\partial n} + d m_y\big|_{z=R} = 0$ с.

finite d. Приложение MICINN - Славик, и - Оксана Ч. отчет.

(28/III) Мои H=26 на 26 Jan. 2010 г. Отчет MICINN - projects. Послал на перевод H=31 на 26 Feb 2011 г. Updated и послал to Juanjo, to Arantxa. 178/187.

мои Spanish - Standard CV для подачи FMR-Spectrometer grant.

Обсужд. с Окс. $W_{1,2}^p(d)$ - vortex pair nature calc. по сравн. с эксп. Sugimoto PRL'11 и Arai'11. с сущ. расчетом плохо согласуется даже TM $W_0(d\to\infty)$

Submitted on-line Informe Anual отчет по MICINN project FIS2010 с Окс.

Идея: если для vortex dot array $\mathcal{H} = \sum_{ij} J_{ij}(\vec{r}_i, \vec{r}_j)$, $J \sim \frac{1}{r_{ij}^3}$, то можно энергию для model Heisenberg при $C_n = const$ и модель тела вращ. отжига (spin glass), если disabilities суммировать, Обсудить Окс. ур.

29/III 20 Aste Semana

Сдал и submitted online отчет по MICINN-NSF grant. В ящ. Оксаны с Л. и Ю. текущие e-mails to Melisa, Verba, Stoll.

Escaneado con CamScanner

Escaneado con CamScanner

Если спин и $p_n = \text{const}$, $\omega(\vec{k}) = \omega_0 + J(\vec{k})$ — можно

Квантование одномерных ($C_n = \text{const}, p_n = \text{const}$) vertex dots:

29

$\omega(k)$ — расходящаяся функция k как и для

of the dots, $J_{nn'}(R) < 0$ и $W_{int} = -\sum |J_{nn'}| \vec{S}_n \cdot \vec{S}_{n'}$. А C_n можно

Ostirala Viernes k $\vec{\mu}_n = \langle \vec{m}_n \rangle$, а это делать с $p_n^{nn'}$ — V. Со-ле поляризатора?

$J(\vec{k})$ при $kR \ll 1$: $J(\vec{k}) = \sum_n J(R_n) e^{i\vec{k}\vec{R}_n} = \sum_n J(R_n)\left[1 + i\vec{k}\vec{R}_n - \frac{1}{2}(\vec{k}\cdot\vec{R}_n)^2\right]$

$= J(0) - \frac{1}{2}\sum_n J(R_n)(\vec{k}\cdot\vec{R}_n)^2$, $(\vec{k}\vec{R}_n)^2 = (k_x R_n^x + k_y R_n^y)^2 = k_x^2 R_n^{x2} + k_y^2 R_n^{y2} + 2k_x k_y R_n^x R_n^y$

$J(\vec{k}) = J(0) - \frac{1}{2}\sum_n J(R_n)\left[k_x^2 x_n^2 + k_y^2 y_n^2 + 0\right] = J(0) - \frac{1}{2}k^2 \sum_n J(R_n) x_n^2$ —

— хорошо если так просто. $J(k) \sim \sum_n \frac{e^{i\vec{k}\vec{R}_n}}{R_n^{L+1}}$, а такие суммы могут

быть non-analytic по $\vec{k}$, т.к. $\sum_n J(R_n) x_n^2 \sim \sum_n \frac{1}{R_n^3} R_n^2 = \sum_n \frac{1}{R_n}$ расходится

все в некоторых направл. $\vec{k}$.

(2/IV) Получил e-mails от Славина (Narlin ST), Вертия и Мелкова (visit Sam. Sob).

Вернулся к interact. energy к $W_{int} = \frac{1}{2}\sum_{nn'} J(R_{nn'})(\vec{\mu}_n \cdot \vec{\mu}_{n'})$,

$J(R_{nn'})$ содержит dip-dip вклад? Где аналитич. часть dip-dip interact.

$W_{int}^{d-d} \sim \frac{1}{R_{nn'}^3}\left[(\vec{\mu}_n \cdot \vec{\mu}_{n'}) - \frac{3}{R_{nn'}^2}(\vec{\mu}_n \cdot \vec{R}_{nn'})(\vec{\mu}_{n'} \cdot \vec{R}_{nn'})\right] = \frac{\mu_n \mu_{n'}}{R^3}\left[\cos(\varphi_n - \varphi_{n'}) -\right.$

$\left. - 3\{\cos\varphi_n \cos\varphi_R + \sin\varphi_n \sin\varphi_R\}\{\cos\varphi_{n'}\cos\varphi_R + \sin\varphi_{n'}\sin\varphi_R\}\right] =$

$= \frac{\mu_n \mu_{n'}}{R^3}\left[\cos(\varphi_n - \varphi_{n'}) - 3\left\{\cos\varphi_n\cos\varphi_{n'}\frac{1}{2}(1+\cos 2\varphi_R) + \sin\varphi_n\sin\varphi_{n'}\frac{1}{2}(1-\cos 2\varphi_R) + \right.\right.$

$\left.\left. + \sin(\varphi_n + \varphi_{n'})\sin\varphi_R\cos\varphi_R\right\}\right] = \frac{1}{2}\frac{\mu_n\mu_{n'}}{R^3}\left[-\cos(\varphi_n - \varphi_{n'}) - 3\cos(\varphi_n + \varphi_{n'})\cos 2\varphi_R -\right.$

$\left. - 3\sin(\varphi_n + \varphi_{n'})\sin 2\varphi_R\right]$, $\varphi_n = (\vec{\mu}_n \hat{x})$, W_{int}^d сводится к (9+3B) — Table 2.

За исключ. знака $\vec{n} = \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2$

$W_{int}^{d-d} = -\frac{1}{2}\sum_{nn'} \frac{\mu_n \mu_{n'}}{R_{nn'}^3}\left[\cos(\varphi_n - \varphi_{n'}) + 3\cos(\varphi_n + \varphi_{n'})\cos 2\varphi_{\vec{R}_{nn'}} + 3\sin(\varphi_n + \varphi_{n'})\sin 2\varphi_{\vec{R}_{nn'}}\right]$

Пусть $n' = 0$ и число слоев в array $= N$. $\sum_{nn'} f(n,n') = N\sum_n f(n,0)$?

$\cos 2\varphi_{\vec{R}_{nn'}} = \cos^2\varphi_{\vec{R}_{nn'}} - \sin^2\varphi_{\vec{R}_{nn'}}$, $\vec{R}_{nn'} = (n_1 - n_1')a\hat{x} + (n_2 - n_2')a\hat{y} = \vec{R}_n - \vec{R}_{n'}$

W_{int}^{d-d} (всех узлов с узлом $n' = 0$) $= -\frac{1}{2}\sum_n \frac{\mu_n \mu_0}{R_n^3}\left[\cos(\varphi_n - \varphi_0) + 3\cos(\varphi_n + \varphi_0)\cos 2\varphi_{\vec{R}_n} +\right.$

180/185 $\left. + 3\sin(\varphi_n + \varphi_0)\sin 2\varphi_{\vec{R}_n}\right] = -\frac{1}{2}\sum_n \frac{\mu_n \mu_0}{R_n^3}\left[\cos(\varphi_n - \varphi_0) + 3\cos(\varphi_n + \varphi_0 - 2\varphi_{Rn})\right]$

при вращ. системы координат на $\pi/2$, $\varphi_n \to \varphi_n + \frac{\pi}{2}$, $\varphi_{Rn} \to \varphi_{Rn} + \frac{\pi}{2}$

не меняется. Ведь $W_{int}^{d-d} \sim \left[\vec{\mu}_n \vec{\mu}_n - 3(\vec{R}\cdot\vec{\mu}_n)(\vec{R}\cdot\vec{\mu}_{n'})\right]$ инвариант отн. вращ.

Только для absolute in-phase mode FMR с $\vec{\mu}_n = \vec{\mu} \neq f(n)$, $\varphi_n = \varphi_0 = \varphi$

181/184 $W_{int}^{d-d} = -\frac{1}{2}\mu^2 \sum_{nn'} \frac{1}{R_{nn'}^3}\left[1 + 3\cos 2\varphi \cos 2\varphi_{Rnn'} + 3\sin 2\varphi \cdot \sin 2\varphi_{Rnn'}\right]$ 182/183

$= -\frac{1}{2}\mu^2 \sum_{nn'} \frac{1}{R_{nn'}^3}$, члены с $\cos 2\varphi_R$, $\sin 2\varphi_R = 0$, т.е. члены с $B = 0$ или $\sum_n f(|\vec{R}_n|)\cos 2\varphi_{Rn} = 0$

(3-5/IV) Поездка с Л. в Madrid, укр. посольство. Madrid – Ukr. Embassy

Попасть назад на нее пути в Spain, вопр. об водительских и Paraga de Isabel

через будет пожар. Заверенные справки на всех членов семьи 1-го круга,

(25€ за справку) нотар. и перевод ко мне, Л. разрешил мне Антону, а Антон сам.

26 Aste • Semana Взять нашу справки (мне или Л.) в Киеве, хотя мы и не с ее упр.

Результаты за 2009-2012. На умершего род. 1-го круга – свид. смерти-копии

Julio / Uztaila

Domingo Igandea

Larunbata · Sábado

Escaneado con CamScanner

Julio Uztaila

Lunes · Astelehena

2

Nov-Dec. 2009.

3 Non-linear damping of vortex in nonequilibrium (bifurcation)

Cu pereți: nonlin. damping $d(s) = d_0 + d_1 s^2 + \dots$

Damping tensor - def.: $\mathcal{D}_{\alpha\beta}(s) \sim \int d^2s' \frac{\partial \vec{m}}{\partial z} \cdot \frac{\partial \vec{m}}{\partial s_\beta}$, $s = \frac{z}{R}$, $\frac{\partial}{\partial z} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial}{\partial x} - i\frac{\partial}{\partial y}\right)$

Asymptotic form: $\sum_\alpha \mathcal{D}_{\alpha\alpha} \sim \int d^2s' \frac{\partial \vec{m}}{\partial s} \cdot \frac{\partial \vec{m}}{\partial \bar{s}}$, $\frac{\partial}{\partial s} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial}{\partial x} - i\frac{\partial}{\partial y}\right)$, $\alpha = x, y$.

$\frac{\partial \vec{m}}{\partial s} \cdot \frac{\partial \vec{m}}{\partial \bar{s}} = \frac{2}{(1+w\bar{w})^2}\left[\frac{\partial w}{\partial s}\frac{\partial \bar{w}}{\partial \bar{s}} + \frac{\partial w}{\partial \bar{s}}\frac{\partial \bar{w}}{\partial s}\right]$, $\int d^2s'(\dots)$ - nu depinde de s

$f(s) = i\frac{q}{c}\left[z - \frac{(s+\delta s^2)}{1+|s|^2}\right]$ ... $f(s) = -i\frac{q}{c}\frac{(1-s)(1-\nu\bar{s})}{(1+|s|^2)}\,s$ - pol. prin model

a) Anizotropia core $w = f$: $\frac{\partial f}{\partial s}\frac{\partial \bar{f}}{\partial \bar{s}} + \frac{\partial f}{\partial \bar{s}}\frac{\partial \bar{f}}{\partial s} = \frac{1}{c^2}\left[1 + |s|^4 + s^4 + s^4|s|^4 - 2s^2\bar{s}^2 - 2s^2\bar{s}^2\right]$

$\frac{1}{(1+|s|^2)^2} = \frac{1}{c^4}\frac{1}{(1+s\bar{s})^2}\left[(1+s^4)(1+|s|^4) - 2s^2\bar{s}^2 e^{i2\varphi} - 2s^2\bar{s}^2 e^{-i2\varphi}\right]$

$\mathrm{Tr}(\hat{\mathcal{D}}) \sim \int_{(\text{core})} d^2s' \left[\frac{\partial f}{\partial s}\frac{\partial \bar{f}}{\partial \bar{s}} + \frac{\partial f}{\partial \bar{s}}\frac{\partial \bar{f}}{\partial s}\right]\frac{2}{(1+f\bar{f})^2} = \frac{2}{c^2}\frac{1}{(1+s\bar{s})^2}\int_{(\text{core})}\frac{d^2s'}{(1+f\bar{f})^2}\left[(1+s^4)(1+\bar{s}^4) - 2s^2\bar{s}^2 e^{i2\varphi} - 2s^2\bar{s}^2 e^{-i2\varphi}\right]$. $I_{c1}(s) = \int_{(\text{core})} d^2s' \frac{(1+s'^4)}{(1+f\bar{f})^2}$; $I_{c2}(s) = \int_{(\text{core})} d^2s' \frac{s'^2 e^{-i2\varphi}}{(1+f\bar{f})^2}$

$\mathrm{Tr}(\hat{\mathcal{D}}) \sim \frac{2}{c^2}\frac{1}{(1+s\bar{s})^2}\left[(1+|s|^4)\int_{\text{core}} d^2s' \frac{(1+s'^4)}{(1+f\bar{f})^2} - 2I_{c2}(s) - 2\bar{I}_{c2}(s)\right]$

$I_{c2}(s) = s^2\int_{(\text{core})} d^2s' \frac{s'^2 e^{-i2\varphi}}{(1+f\bar{f})^2} = \left|\begin{array}{l}\text{c.v. core: } \sim s^2,\ f\bar{f} = \frac{s'^2}{c^2} \\ |f|\ll 1.\end{array}\right| = s^2\int_0^c d\rho\rho\int_0^{2\pi} d\varphi \frac{s'^2 e^{-i2\varphi}}{(1+s'^2/c^2)^2} = 0$,

c.v. când $s=0$ v. core equation $|f|\le 1$ change in $\kappa(s/c) \le 1$.

Comportare la s^2: $\mathrm{Tr}(\hat{\mathcal{D}}) \sim \frac{2}{c^2}\frac{(1+|s|^4)}{(1+s\bar{s})^2}\int_{|f|\le 1} d^2s' \frac{(1+s'^4)}{(1+f\bar{f})^2}$. Integrala rămâne $I_{c1}(s)$

Corelarea $\mathcal{D}$ cu $|G_z(s)| \sim Q(s) \sim \int_{|f|\le 1} d^2s' \frac{(1-s'^4)}{(1+f\bar{f})^2}$ când bucurie non-lin. $\mathcal{D}$ proiectat

$Q'(s) = \frac{(1-s^4)}{(1+s\bar{s})^3} I(s)$ - cm. 31/III 10 r. $I(s) = \frac{1}{\pi c^2}\int_{|f|\le 1} d^2s' \frac{(1-s'^4)}{(1+f\bar{f})^2} \approx \left|\text{c.v.: } s^2\right| = \frac{1}{2}(1+4|s|^2) + O(s^3)$

— cm. pacient 4/III 2010 r.

$I_{c1}(s) = \int_{|f|\le 1} d^2s' \frac{(1+s'^4)}{(1+f\bar{f})^2} = \left|\begin{array}{l} s' \to |s|,\ (s'-s) \sim c \\ \text{integr. no shifted core}\end{array}\right| \approx \int \frac{d^2s'}{(1+f\bar{f})^2} \propto \int_{|f|\le 1} d^2s' \frac{(1-s'^4)}{(1+f\bar{f})^2} = \pi c^2 I(s)$

$I_{c1}(s) \propto |\text{c.v.: } s^2| = \pi c^2 I(s) \approx \pi c^2 \frac{1}{2}[1+4|s|^2]$

$\mathrm{Tr}(\hat{\mathcal{D}}) \sim \frac{2}{c^2}\frac{1}{(1+s\bar{s})^2} I_{c1}(s) \approx \frac{2}{c^2}\frac{1}{(1+s\bar{s})^2}\frac{\pi c^2}{2}[1+4s\bar{s}] = \pi\frac{(1+4s\bar{s})}{(1+s\bar{s})^2} \simeq \pi[1+\dots]$

Nou $\mathrm{Tr}(\hat{\mathcal{D}}) \sim 4\int_{(\text{core})} d^2s' \frac{\partial \vec{m}}{\partial s}\cdot\frac{\partial \vec{m}}{\partial \bar{s}} = 8\int_{\text{core}}\frac{d^2s'}{(1+f\bar{f})^2}\left[\frac{\partial f}{\partial s}\frac{\partial \bar{f}}{\partial \bar{s}} + \frac{\partial f}{\partial \bar{s}}\frac{\partial \bar{f}}{\partial s}\right] = 4\pi[1+2s\bar{s}]$

Deci nu $\mathcal{D}_{xx} = \mathcal{D}_{yy} = \frac{1}{2}\mathrm{Tr}(\hat{\mathcal{D}}) = 2\pi[1+2s\bar{s}] \simeq \mathcal{D}_{xx}(s)$ - obținut pentru $\mathcal{D}_{yy}$ (la 13/III 09 r.). Deci v. core dă $\mathcal{D}_{xx} = \mathcal{D}_{yy} = 2\pi$, v. core bună

b) Bine v. core, $w = f/|s|$ și $\Theta = \pi/2$. Înlocuiesc Θ-φ în expresia.

$\mathcal{D}_{\alpha\beta} \sim \int d^2s' \frac{\partial \vec{m}}{\partial s_\alpha}\cdot\frac{\partial \vec{m}}{\partial s_\beta} = \int d^2s'\left[\frac{\partial\theta}{\partial s_\alpha}\frac{\partial\theta}{\partial s_\beta} + \sin^2\theta\frac{\partial\varphi}{\partial s_\alpha}\frac{\partial\varphi}{\partial s_\beta}\right] = \int_{(\text{fine core})} d^2s' \frac{\partial\varphi}{\partial s_\alpha}\frac{\partial\varphi}{\partial s_\beta}$

$\mathrm{Tr}(\hat{\mathcal{D}}) = \mathcal{D}_{xx} + \mathcal{D}_{yy} \sim \int d^2s'\left[\left(\frac{\partial\varphi}{\partial s_x}\right)^2 + \left(\frac{\partial\varphi}{\partial s_y}\right)^2\right] = 4\int d^2s' \frac{\partial\varphi}{\partial s}\frac{\partial\varphi}{\partial\bar{s}} = 4\left(\int_{(\text{fine core})} d^2s' \frac{\partial\varphi}{\partial s}\right)^2$

$\left(\frac{\partial\varphi}{\partial s}\right) = -\frac{i}{2}\frac{(1-g^2)}{(s\bar{s}-1)(z-s)}$; $\left|\frac{\partial\varphi}{\partial s}\right|^2 = \frac{1}{4}\frac{(1-g^2)^2}{|z-s|^2|s\bar{z}-1|^2}$. Bloch: $z' = z - s$

$|z'|^2(s\bar{z}'+s)(\bar{z}'+\bar{s}) = |z'+s|^2$.

$|s\bar{z}-1|^2 = |\bar{s}z-1|^2 = |\bar{s}z'+s\bar{s}-1|^2$

Escaneado con CamScanner

$\int_{\text{(вне core)}} d^2\vec{s} \left|\frac{\partial P}{\partial s}\right|^2 = \frac{1}{4}\int_{\text{вне core}} d^2\vec{s}\,' \frac{\left[1-|z'+s|^2\right]^2}{|z'|^2\,|\bar{s}z'+s\bar{s}-1|^2}$ — удобно на лицевой стороне; Ultrafine, но не удобно на верхнем (s=1)

$\int d^2\vec{s} \left|\frac{\partial P}{\partial s}\right|^2 = \int_{\text{весь}} d^2\vec{s} \left|\frac{\partial P}{\partial s}\right|^2 - \int_{\text{(v.core)}} d^2\vec{s} \left|\frac{\partial P}{\partial s}\right|^2$

$\frac{1}{(z-s)(1-\bar{s}z)} = \frac{1}{z}\left(1-\frac{s}{z}\right)^{-1}\left(1-s\bar{z}\right)^{-1} = \frac{1}{z}\left(1+\frac{s}{z}+\frac{s^2}{z^2}+\dots\right)\left(1+s\bar{z}+s^2\bar{z}^2+\dots\right) =$

$= \frac{1}{z}\left[1+\frac{s}{z}+\frac{s^2}{z^2}+s\bar{z}+\dots\right] \to \frac{1}{(z-s)(1-\bar{s}z)} = \frac{1}{z}\left(1+\frac{s}{z}+\frac{s^2}{z^2}+\dots\right)\left(1+s\bar{z}+s^2\bar{z}^2+\dots\right) =$

$= \frac{1}{z}\left(1+\frac{s}{z}+\frac{s^2}{z^2}+\bar{s}z+\bar{s}^2z^2+s\bar{s}\right), \quad \frac{1}{|z-s|^2|1-\bar{s}z|^2} = \frac{1}{|z|^2}\left(1+\frac{s}{z}+\bar{s}z+\frac{s^2}{z^2}+\bar{s}^2z^2+s\bar{s}\right)\times$

$\times\left(1+\frac{\bar{s}}{\bar{z}}+s\bar{z}+\frac{\bar{s}^2}{\bar{z}^2}+s^2\bar{z}^2+s\bar{s}\right) = \frac{1}{|z|^2}\left[1+\frac{s}{z}+\frac{\bar{s}}{\bar{z}}+\bar{s}z+s\bar{z}+\frac{s^2}{z^2}+\frac{\bar{s}^2}{\bar{z}^2}+2s\bar{s}+\right.$

$\left.+\bar{s}^2z^2+s^2\bar{z}^2+\frac{s\bar{s}}{|z|^2}+s\bar{s}\frac{\bar{z}}{z}+\bar{s}^2\frac{z}{\bar{z}}+s\bar{s}|z|^2\right]+O(s^3) = P(z,\bar{z})$

$\int_{\text{(bot)}} d^2\vec{s} \left|\frac{\partial P}{\partial s}\right|^2 = \frac{1}{4}\int_{\text{(bot)}} d^2\vec{s}\,(1-s^2)^2 P(z,\bar{z}) = \frac{1}{4}\int_{s_1}^{1} ds\,s\,(1-s^2)^2\int_0^{2\pi} d\varphi\, P(z,\bar{z}) =$

$= \frac{1}{4}\int_{s_1}^{1} ds\,s(1-s^2)^2\,2\pi\,\frac{1}{s^2}\left[1+\bar{s}s\left(\frac{1}{s^2}+s^2+\dots\right)\right] = \frac{2\pi}{4}\int_{s_1}^{1}\frac{ds}{s}(1-s^2)^2\left[1+\left(\frac{1}{s^2}+s^2+\dots\right)s\bar{s}\right] =$

$= \frac{2\pi}{4}\int_{s_1}^{1}\frac{ds}{s}\left[(1-s^2)^2+\frac{1}{s^2}(1-s^4)^2\,s\bar{s}\right] = \frac{\pi}{2}\int_{s_1}^{1}\frac{ds}{s}(1-s^2)^2 + \frac{\pi}{2}s\bar{s}\int_{s_1}^{1}\frac{ds}{s^3}(1-s^4)^2 =$

$= \frac{\pi}{2}\int_{s_1}^{1}\frac{ds}{s}\left[1-2s^2+s^4\right]+O(s^2) = \frac{\pi}{2}\left(\ln\frac{1}{s_1}-\frac{3}{4}\right)+O(s^2)$ — совп. с 13/VII ogr.

Но $s_1 \to c$ можно лишь в пределе $\sim(s^2)$.

$\int_{\text{(вне core)}} d^2\vec{s} \left|\frac{\partial P}{\partial s}\right|^2 = \frac{1}{4}\int_{\text{(вне core)}} d^2\vec{s}\,(1-s^2)^2 P(z,\bar{z}) = \left|P(z\bar{z}) = a_0+a_1s+\bar{a}_1\bar{s}+a_2s^2+\bar{a}_2\bar{s}^2+\right.$
$\left.+b\,s\bar{s},\ a_1,a_2 = f(s,\varphi)\right|$

$= \frac{1}{4}\int_{\text{(вне core)}} d^2\vec{s}\,(1-s^2)^2\frac{1}{s^2}\left[1+a_1s+\bar{a}_1\bar{s}+a_2s^2+\bar{a}_2\bar{s}^2+b(s)s\bar{s}\right] = \left|\begin{matrix}a_1\sim e^{i\varphi}, e^{-i\varphi}\\ a_2\sim e^{2i\varphi}, e^{-2i\varphi}\end{matrix}\right|$

Ранее, 13/VII 097., я учитывал лишь члены $\sim s^0$, ибо член $\sim s\bar{s}b$, дающий уже $\sim s^0$ справедливо интегр. по non-shifted area, $s_1 = c$. $s_1 \to c$.

И уже $\sim a_2s^2, a_2\bar{s}^2, bs\bar{s}$ — такие позволяет с точн. $\sim s^2$ сразу $s_1 = c$ — всюд. интегр. вне core, но $(1+a_1s+\bar{a}_1\bar{s})$ надо интегр. по смеш. v.core.

$J(s) = \int_{\text{(вне core)}} d^2\vec{s} \left|\frac{\partial P}{\partial s}\right|^2 = J(0) + \frac{1}{4}\int_c^1 ds\,s\int_0^{2\pi} d\varphi\,\frac{(1-s^2)^2}{s^2}\left[a_2s^2+\bar{a}_2\bar{s}^2+bs\bar{s}\right] +$

$+\frac{1}{4}\int_{|s|\le 1} d^2\vec{s}\,\frac{(1-s^2)^2}{s^2}\left[1+a_1s+\bar{a}_1\bar{s}\right] - J(0) = \frac{2\pi}{4}\int_c^1 ds\,s\,\frac{(1-s^2)^2}{s^2}b(s)s\bar{s} +$

$+\frac{1}{4}\int_{|s|>1} d^2\vec{s}\,\frac{(1-s^2)^2}{s^2}\left[1+a_1s+\bar{a}_1\bar{s}\right] = \left|b(s) = \frac{1}{s^2}+s^2+2 = \frac{1}{s^2}(1+s^2)^2\right|$

$\int_c^1 \frac{ds}{s}(1-s^2)^2 b(s) = \int_c^1 \frac{ds}{s^3}(1-s^4)^2 = \int_c^1 \frac{ds}{s^3}\left[1-2s^4+s^8\right] = \int_c^1 ds\left[\frac{1}{s^3}-2s+s^5\right] =$

$= -\frac{s^{-1}}{s^2} - 2\frac{s^2}{2} + \frac{1}{6}s^6\Big|_c^1 = \left(-\frac{1}{2}-1+\frac{1}{6}\right) - \left(-\frac{1}{2}\frac{1}{c^2}-c^2+\frac{1}{6}c^6\right) = \frac{1}{2}\frac{1}{c^2} - \frac{4}{3} + O(c^2)$ 185/180

$J(s) = \frac{\pi}{2}s\bar{s}\left(\frac{1}{2}\frac{1}{c^2}-\frac{4}{3}\right) + \frac{1}{4}\int_{|s|>1} d^2\vec{s}\,\frac{(1-s^2)^2}{s^2}\left[1+a_1s+\bar{a}_1\bar{s}\right]$, $\Phi_2(\hat{D}) \sim 4J(s)$ (one core)

Ранее, 13/VII 097., вычислил $J_0(s) = \frac{1}{4}\int_{|s|>1} d^2\vec{s}\,\frac{(1-s^2)^2}{s^2}\left[1+a_1s+\bar{a}_1\bar{s}\right]$, просто взяв $s=0$ и $s_1 = c$, упустив возможные члены $\sim s$ и $\sim s^2$ в $J_0(s)$. т.е. ранее $J_0(s) \to J_0(0)$. $a_1 = \frac{1}{z}+\bar{z} = \frac{1}{s}e^{-i\varphi} + se^{i\varphi} = \frac{1}{s}e^{-i\varphi}(1+s^2)$

Положим $s = s_x$. тогда $a_1s+\bar{a}_1\bar{s} = s_x(a_1+\bar{a}_1) = s_x\frac{(1+s^2)}{s}(e^{-i\varphi}+e^{i\varphi}) =$

$= 2s_x\frac{(1+s^2)}{s}\cos\varphi$, $J_0(s) = \frac{1}{4}\int_{|s|>1} d^2\vec{s}\,\frac{(1-s^2)^2}{s^2}\left[1+2s_x\frac{(1+s^2)}{s}\cos\varphi\right]$

Escaneado con CamScanner

Очевидно, если v. core сильно сжимает (g) $s \gtrsim c$, то $\int_{|f|>1} d^2\vec{g}$ обладает минимумом

Uzagin Aiko

5 $|f(z)| = \frac{1}{c}\frac{1}{(1+s\bar{s})}|z-s|\cdot|\bar{s}z-1|$, $\left|\frac{\partial\Phi}{\partial s}\right|^2 = \frac{1}{4}\frac{(1-g^2)^2}{|z-s|^2|\bar{s}z-1|^2} = \frac{1}{4c^2}\frac{(1-g^2)^2}{(1+s\bar{s})^2}\frac{1}{|f(z)|^2}$

$Tr(\hat{D}) \sim u\int_{|f|>1} d^2\vec{g}\left|\frac{\partial\Phi}{\partial s}\right|^2 = \frac{1}{c^2(1+s\bar{s})^2}\int_{|f|>1} d^2\vec{g}\frac{(1-g^2)^2}{|f(z)|^2}$

Osteguna · Jueves

Pure rigid v. model $\frac{\partial\Phi}{\partial s} = \frac{1}{(z-s)}$? $f_{rv}(z) = \frac{i}{c}C(z-s)$. $\Phi = Im(\ln f) = \left(\frac{\ln f - \ln\bar{f}}{2i}\right)$

$\frac{\partial\Phi_{rv}}{\partial s} = \frac{1}{2i}\frac{\partial}{\partial s}\left[\ln f - \ln\bar{f}\right] = \frac{1}{2i}\frac{\partial}{\partial s}\left[\ln(z-s) - \ln(\bar{z}-\bar{s})\right] = \frac{1}{2i}\frac{1}{(z-s)}$

$Tr(\hat{D}_{rv}) \sim u\int_{|f|>1} d^2\vec{g}\left|\frac{\partial\Phi_{rv}}{\partial s}\right|^2 = \int_{|f|>1} d^2\vec{g}\frac{1}{|z-s|^2} = \int_{dot} d^2\vec{g}\frac{1}{|z-s|^2} - \int_{core} \frac{d^2\vec{g}}{|z-s|^2}$ *

$\frac{1}{|z-s|^2} = \frac{1}{|\vec{g}-\vec{s}|^2} = \frac{1}{g^2 - 2sg\cos(\varphi-\varphi_s) + s^2} = \frac{1}{g^2}\frac{1}{1-2t\cos(\varphi-\varphi_s)+t^2}$, $t = \frac{s}{g}$

$\frac{1}{1-2tx+t^2} = \sum_{k=0}^{\infty} U_k(x)t^k$, $U_k(x)$ – полиномы Чебышева 2-го рода.

$\frac{1}{|z-s|^2} = \frac{1}{g^2}\frac{1}{1-2t\cos\varphi'+t^2} = \frac{1}{g^2}\sum_k U_k(\cos(\varphi-\varphi_s))\left(\frac{s}{g}\right)^k$

$\int_0^{2\pi} d\varphi\frac{1}{|z-s|^2} = \frac{1}{g^2}\sum_k\left(\frac{s}{g}\right)^k\int_0^{2\pi} d\varphi U_k\left[\cos(\varphi-\varphi_s)\right] = \frac{1}{g^2}\sum_k\left(\frac{s}{g}\right)^{2k}\int_0^{2\pi} d\varphi U_{2k}(\cos\varphi)$

$\int_0^{2\pi} d\varphi U_{2k}(\cos\varphi) = \left|\cos\varphi = x,\ -\sin\varphi d\varphi = dx\right| = 2\int_0^{\pi} d\varphi U_{2k}(\cos\varphi) = 2(-1)\int_{-1}^{1}\frac{dx}{\sqrt{1-x^2}}U_{2k}(x) =$

$= 2\int_{-1}^{1}\frac{dx}{\sqrt{1-x^2}}U_{2k}(x) = 2\pi P_k(1) = 2\pi$. $\int_0^{2\pi} d\varphi\frac{1}{|z-s|^2} = \frac{2\pi}{g^2}\sum_{k=0}^{\infty}\left(\frac{s}{g}\right)^{2k}$

$\int_{dot}\frac{d^2\vec{g}}{|z-s|^2} = \int_0^1 dg\,g\int_0^{2\pi} d\varphi\frac{1}{|z-s|^2} = 2\pi\int_0^1\frac{dg}{g}\sum_{k=0}^{\infty}\left(\frac{s}{g}\right)^{2k}$ – расходится $\forall s$.

$\int_{core}\frac{d^2\vec{g}}{|z-s|^2} = \int_0^c\frac{d^2\vec{g}'}{g'^2} = \left|z-s=z'\right| = \int_0^c dg'g'\int_0^{2\pi} d\varphi\frac{1}{g'^2} = 2\pi\ln g'\Big|_0^c$ – расходится

$\int_{1ne\,core}\frac{d^2\vec{g}}{|z-s|^2} = 2\pi\int_0^1\frac{dg}{g}\left[1+\frac{s^2}{g^2}+\cdots\right] - 2\pi\ln g'\Big|_0^c = 2\pi\ln\frac{1}{c} + s^2\cdot 2\pi\int_0^1\frac{dg}{g^3}$ –

коэф. при $s^2 \to \infty$, т.е. $\int_{(1ne\,core)}\frac{d^2\vec{g}}{|z-s|^2}$ в пред по s^4 не разложить.

Pole free model $J_0(s)$ расходится для конечных s, $(s>c)$ а $J_0(0)$ – конечен

$J_0(0) = \frac{1}{4}\int_{|f|>1} d^2\vec{g}\frac{(1-g^2)^2}{g^2} = \frac{\pi}{2}\left(\ln\frac{1}{c} - \frac{3}{4}\right)$.

$Tr(\hat{D}_{r.g.v.}) \sim u\int_{|f|>1} d^2\vec{g}\left|\frac{\partial\Phi}{\partial s}\right|^2 = \int_{|f|>1}\frac{d^2\vec{g}}{|z-s|^2} = 2\pi\ln\frac{1}{c} + \left[2\pi\int_0^1\frac{dg}{g^3}\right]\cdot s^2$ – расх. уже при s^2

И для p.f. и для r.v. models приходим к расход. $D_2(s)$ вне core обл. разложение по (s/z), которое плохо в центре dot $d\beta_z = 0$ $\forall s$ – конечных.

$J_2(s) = \int_{|f|>1}\frac{d^2\vec{g}}{|z-s|^2} = \int_{|f|>1}\frac{d^2\vec{g}}{g^2+s^2-2gs\cos(\varphi-\varphi_s)} = \int_{dot} dg\,g\int_0^{2\pi} d\varphi\frac{1}{g^2+s^2-2gs\cos(\varphi-\varphi_s)} = \left|d^2\vec{g} = \int_{core}\right.$

$\overset{186/179}{=} \int_0^1 dg\,g\frac{2\pi}{|g^2-s^2|} = 2\pi(\pm1)\int_0^1 dg\,g\frac{1}{(g^2-s^2)} = 2\pi(-1)\int_0^s dg\,g\frac{1}{g^2-s^2} + 2\pi\int_s^1 dg\,g\frac{1}{g^2-s^2} = \left|\int_{core}\right.$

$= -2\pi\frac{1}{2}\cdot\ln(-g^2+s^2)\Big|_0^s + 2\pi\frac{1}{2}\ln(g^2-s^2)\Big|_s^1 = -\pi\ln(s^2-s^2) + \pi\ln s^2 +$

$+ \pi\ln(1-s^2) - \pi\ln(s^2-s^2) = \pi\ln\left[s^2(1-s^2)\right] - 2\pi\ln(s^2-s^2) - \int_{core} d^2\vec{g}(\ldots)$ –

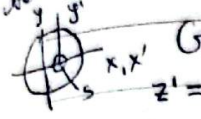
– вычтем синглу. Тогда.

$\int_{core} d^2\vec{g}\frac{1}{|z-s|^2} = +2\pi\left[\ln c - \ln 0\right]$, $J_2(s) = \pi\ln\left[s^2(1-s^2)\right] - 2\pi\ln 0 - 2\pi\left[\ln c - \ln\frac{1}{c}\right] + \pi\ln\left[s^2(1-s^2)\right] = \int_{(1ne\,core)}\frac{d^2\vec{g}}{|z-s|^2} \to D_{d\beta}^{rv}(s)$ несравнимо по s^4 – из-за вклада вне core.

Dve pole free model $\frac{\partial \mathcal{P}}{\partial s} = \frac{i}{2}\left[\frac{1}{(z-s)} + \frac{\bar z}{(s\bar z - 1)}\right]$, $\frac{\partial \mathcal{P}_{2V}}{\partial s} = \frac{i}{2}\frac{1}{(z-s)}$

$\left|\frac{\partial \mathcal{P}}{\partial s}\right|^2 = \frac{1}{4}\left[\frac{1}{(z-s)} + \frac{\bar z}{(s\bar z-1)}\right]\left[\frac{1}{\bar z - s} + \frac{z}{(s z - 1)}\right] = \frac{1}{4}\left[\frac{1}{(z-s)^2} + \frac{|z|^2}{|sz-1|^2} + \frac{\bar z}{(sz-1)}\frac{1}{(\bar z - s)} + \frac{z}{(s\bar z - 1)}\frac{1}{(z-s)}\right]$, $\frac{z}{(z-s)}\frac{1}{(\bar s z - 1)} = \frac{1}{(1-\frac{s}{z})}\frac{(-1)}{(1-\bar s z)}$

Formula $J_2(s) = \int_{|\xi|>1} d^2\xi \frac{1}{|z-s|^2}$ в rig'd v. model (general $W_{ex}(s)$ v. $W_{in}(s)$).



Считаем в x'oy' с центром в центре core $s' = c$. $z' = z - s$. Граница dot $|z|^2 = |z'+s|^2 = s'^2 + 2s's\cos(\varphi - \varphi_s) + s^2 = 1$.

Пусть $s = s_x$, $\varphi_s = 0$. Гран. dot $s'_m = -s\cos\varphi' + \sqrt{1 - s^2\sin^2\varphi'}$

$J_2(s) = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_c^{s'_m} ds' s' \frac{1}{s'^2} = \int_0^{2\pi} d\varphi \left[\ln(-s\cos\varphi + \sqrt{1-s^2\sin^2\varphi}) - \ln c\right] =$

$= 2\pi \ln\frac{1}{c} - \pi s^2 = 2\pi\ln\frac{1}{c} + \pi\ln(1-s^2)$ — без сингул. при $s \to 0$.

Если $J_2(s) = \int_{|\xi|>1} = \int_{dot} - \int_{core}$, то $J_2(s) = 2\pi\ln\frac{1}{c} + \pi\ln(1-s^2) - 2\pi\ln 2$ — неясно.

$J_{dot}(s) = \pi\ln(1-s^2) - 2\pi\ln 2\delta$, $J_{core}(s) = 2\pi\ln\frac{c}{\delta}$, $c \leftarrow \varphi$, δ-радиус сингулярной точки $z \approx 3$, $\delta \to 0$,

$J_2(s) = J_{dot}(s) - J_{core}(s) = 2\pi\ln\frac{1}{c} + \pi\ln(1-s^2) - 2\pi\ln 2$, но $J_2(0) = 2\pi\ln\frac{1}{c}$ и

верный ответ $J_2(s) = 2\pi\ln\frac{1}{c} + \pi\ln(1-s^2)$.

// Для расчета pole-free model надо знать кривую границы Pole-free m

v. core $|f(z)| = 1$ с точностью $\sim s^2$. $f(z') = -i\frac{c}{c(1+s\bar s)}\frac{1}{z'(\bar s z' + s\bar s - 1)}$

$|z'|^2|z'\bar s + s\bar s - 1|^2 = c^2(1+s\bar s)^2$ — гр. core. Или $|z'|\cdot|z'\bar s + s\bar s - 1| = c^2(1+s\bar s)$

Пусть $s = s_x$: $s'^2\left[s^2 s'^2 + 2s(s^2-1)s'\cos\varphi' + (s^2-1)^2\right] = c^2(1+s^2)^2$

$(s^2-1)^2 = 1 - 2s^2 + s^4$, $[\dots] = 1 + 2s(s^2-1)s'\cos\varphi' + s^2 s'^2 - 2s^2 + s^4 \approx$ (до s^2) $=$

$= 1 - 2s\,s'\cos\varphi' + s^2(s'^2 - 2)$, $\sqrt{[\dots]} = \sqrt{1+\varepsilon} = 1 + \frac{1}{2}\varepsilon - \frac{1}{8}\varepsilon^2 =$

$= 1 + \frac{1}{2}\left[-2s s'\cos\varphi' + s^2(s'^2-2)\right] - \frac{1}{8}4s^2 s'^2\cos^2\varphi' = 1 - s s'\cos\varphi' + \frac{1}{2}s^2 s'^2\sin^2\varphi - s^2$

$s'\left[1 - s s'\cos\varphi' + \frac{1}{2}s^2 s'^2\sin^2\varphi' - s^2\right] = c(1+s^2)$ — гр-е v. core с точн. $\sim s^2$

Ищем $s'(\varphi') = c + d_1 s + d_2 s^2$, $(c + d_1 s + d_2 s^2)\left[1 - s\cos\varphi'(c + d_1 s) + \frac{1}{2}s^2 c^2\sin^2\varphi' - s^2\right] =$

$= c + s\left[-c^2\cos\varphi' + d_1\right] + s^2\left[-c d_1\cos\varphi' + \frac{1}{2}c^3\sin^2\varphi' - c^2 - d_1 c\cos\varphi' + d_2\right] =$

$= c(1+s^2)$; коэф. при s: $d_1 = c^2\cos\varphi'$, коэф. при s^2: $-2c d_1\cos\varphi' + \frac{1}{2}c^3\sin^2\varphi'$ 187/178

$-c^2 + d_2 = c$, $d_2 = c + c^2 + 2c d_1\cos\varphi' - \frac{1}{2}c^3\sin^2\varphi'$;

$d_2 = 2c + 2c\cos\varphi' c^2\cos\varphi' - \frac{1}{2}c^3\sin^2\varphi' = 2c + c^3\left[2\cos^2\varphi - \frac{1}{2}\sin^2\varphi'\right]$

Членом $c^2 s^2$ пренебрегаем по сравн. с s^2, т.е. $c^2 \ll 1$. $d_2 \approx 2c$

$s'(\varphi') = c + c^2 s\cos\varphi' + 2c s^2$ — с точн. до s^2, совп. с

Sábado · Carumbata

Domingo · Igandea

Dot border $s^2 = 1 \Rightarrow$ в x'oy' с центром $z = s_x$ будет $s'(\varphi') = -s\cos\varphi' + \sqrt{1 - s^2\sin^2\varphi'}$ 188/177 190/176

$s'_{min}(\varphi') = c(1+2s^2) + c^2 s\cos\varphi'$, $s'_{max}(\varphi') = 1 - s\cos\varphi' - \frac{1}{2}s^2\sin^2\varphi'$, до $\sim s^2$

$\frac{\partial \mathcal{P}}{\partial s} = \frac{i}{2}\left[\frac{1}{(z-s)} + \frac{\bar z}{(s\bar z - 1)}\right] = \frac{i}{2}\left[\frac{1}{z'} + \frac{(\bar z' + \bar s)}{(s\bar z' + s\bar s - 1)}\right] = \frac{i}{2}\left[\frac{1}{z'} + \frac{1}{s} + \frac{1}{s}\frac{1}{(s\bar z' + s\bar s - 1)}\right]$ $z' = z - s$.

$4\left|\frac{\partial \mathcal{P}}{\partial s}\right|^2 = \frac{1}{|z'|^2} + \frac{|z'+s|^2}{|s\bar z' + s\bar s - 1|^2} + \frac{1}{\bar z'}\frac{(\bar z' + \bar s)}{(s\bar z' + s\bar s - 1)} + \frac{1}{z'}\frac{(z'+s)}{(\bar s z' + s\bar s - 1)}$ Или

$4\left|\frac{\partial \mathcal{P}}{\partial s}\right|^2 = \frac{\left[1 - |z'+s|^2\right]^2}{|z'|^2|\bar s z + s\bar s - 1|^2} = \frac{1}{|z'|^2} + \frac{1}{|z'|^2|\bar s z' + s\bar s - 1|^2}\left[|z'|^2\left\{|z'+s|^2 - 2\right\} + (z'\bar s + s\bar z')\left\{|z'+s|^2 - 1\right\}\right]$

Semana · Asta 27

Escaneado con CamScanner

$J(s) = 4\int d^2\vec{s}\,\left|\frac{\partial p}{\partial s}\right|^2 = \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_{s'_{min}}^{s'_{max}} ds' s' \frac{\left[1-|\vec{r}'+\vec{s}|^2\right]^2}{s'^2\,|\vec{s}+\vec{s}-\vec{1}|^2}$, $s'_{min} = f(\varphi')$

Q $\left[1-|\vec{r}'+\vec{s}|^2\right]^2 = \left[1-(\vec{r}'+\vec{s})(\vec{r}'+\vec{s})\right]^2 = \left[1-s'^2-s\vec{s}'-s\vec{s}'-s^2\right]^2$

$= (1-s^2)^2 - 2(1-s^2)(s\vec{s}+s\vec{s}) - 2(1-s^2)s^2 + (s\vec{s}+s\vec{s})^2 + O(s^3)$

$J_p(s) = \int d\varphi \int_{s_1}^{s_2} ds \frac{\left[(1-s^2)^2 - 2(1-s^2)2s\cos\varphi - 2(1-s^2)s^2 + 4s^2s^2\cos^2\varphi\right]}{\left[1-2s\cos\varphi + s^2(s^2-2)\right]}$ 6 $J_2(s)$

Astelehena · Lunes

$J_2(s) = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_c^1 \frac{ds}{s}\left[-2(1-s^2)+4s^2\cos^2\varphi\right]s^2 = s^2\cdot 2\pi\int_c^1 \frac{ds}{s}\left[-2(1-s^2)+2s^2\right] =$

$= 4\pi s^2 \int_c^1 \frac{ds}{s}\left[-1+2s^2\right] = 4\pi s^2\left[-\ln s + s^2\right]_c^1 = 4\pi s^2\left[1+\ln c - c^2\right] \approx 4\pi s^2$

$J_1(s) = \int d\varphi \int_c^1 \frac{ds}{s}(1-s^2)\frac{\left[1-s^2-4s\cos\varphi\right]}{\left[1-2s\cos\varphi+s^2(s^2-2)\right]}$ - moreno pacum. no $\frac{s}{s}$, bogo $s_{min} \propto c$.

$J_c(s) = \int d\varphi \int_c^1 \frac{ds}{s}(1-s^2)\frac{\left[-4s\cos\varphi\right]}{\left[1-2s\cos\varphi\right]} = -4s\int d\varphi \int ds (1-s^2)\cos\varphi\left[1+2s\cos\varphi\right] =$

$= -4s\int_0^{2\pi} d\varphi\cos\varphi \int_{s_1(\varphi)}^{s_2(\varphi)} ds(1-s^2)\left[1+2s\cos\varphi\right] = -4s\int_0^{2\pi} d\varphi\cos\varphi \int_{s_1}^{s_2} ds(1-s^2) -$

$-8s^2\int_0^{2\pi} d\varphi\cos^2\varphi \int_1^c ds(1-s^2)s = -4s\int d\varphi\cos\varphi\left(s-\frac{1}{3}s^3\right)\Big|_{c+c^2\cos\varphi}^{1-s\cos\varphi} -$

$-8s^2\pi\left[\frac{1}{2}s^2 - \frac{1}{4}s^4\right]_c^1 = -4s\int_0^{2\pi} d\varphi\cos\varphi\left[1-s\cos\varphi-\frac{1}{3}(1-3s\cos\varphi) - \left\{c+c^2s\cos\varphi - \frac{c^3}{3}(1+3cs\cos\varphi)\right\}\right] - 8\pi s^2\left[\frac{1}{2}-\frac{1}{4}-\frac{1}{2}c^2+\frac{1}{4}c^4\right] = -4s\int d\varphi\cos\varphi\left[-c^2s\cos\varphi + O(c^3)\right]$

$-8\pi s^2\left(\frac{1}{4}+O(c^2)\right) = +4s^2c^2\pi - 2\pi s^2 \approx -2\pi s^2 = J_c(s)$

Ocamoco $\Rightarrow J_1(s)$ $J_0(s) = \int d\varphi \int_{s_1}^{s_2}\frac{ds}{s}(1-s^2)^2\frac{1}{\left[1-2s\cos\varphi+s^2(s^2-2)\right]}$

$\frac{1}{(1+\varepsilon)} = 1-\varepsilon+\varepsilon^2+O(\varepsilon^3)$, $\frac{1}{1+\varepsilon} = 1+2s\cos\varphi - s^2(s^2-2) + 4s^2\cos^2\varphi$

$J_0(s) = \int d\varphi \int_{s_1}^{s_2}\frac{ds}{s}(1-s^2)^2\left[1+2s\cos\varphi - s^2(s^2-2) + 4s^2\cos^2\varphi\right] =$

$= \int d\varphi \int ds\left(\frac{1}{s}-2s+s^3\right)\left[1+2s^2+2s\cos\varphi + s^2(4\cos^2\varphi-1)\right] =$

$= \int d\varphi\left[\left(\ln s - s^2+\frac{1}{4}s^4\right)(1+2s^2)\Big|_{c(1+2s^2)+c^2\cos\varphi}^{1-s\cos\varphi-\frac{1}{2}s^2\sin^2\varphi} + 2s\cos\varphi\left(s-\frac{2}{3}s^3+\frac{1}{5}s^5\right)\Big|_{s_1}^{s_2} + s^2(4\cos^2\varphi-1)\left(\frac{1}{2}s^2-\frac{1}{2}s^4+\frac{1}{6}s^6\right)\Big|_c^1\right] = (1+2s^2)\int d\varphi\left[\ln(1-s\cos\varphi-\frac{1}{2}s^2\sin^2\varphi) - (1-s\cos\varphi-\frac{1}{2}s^2\sin^2\varphi)^2 + \frac{1}{4}(1-s\cos\varphi-\frac{1}{2}s^2\sin^2\varphi)^4 - \ln c(1+2s^2+cs\cos\varphi) + c^2(1+2s^2+cs\cos\varphi)^2 - \frac{1}{4}c^4(\dots)\right] + 2s\int d\varphi\cos\varphi\left[1-s\cos\varphi-\frac{2}{3}(1-s\cos\varphi)^3 + \frac{1}{5}(1-s\cos\varphi)^5 - (c+c^2s\cos\varphi) + \frac{2}{3}c^3(1+cs\cos\varphi)^3 - \frac{1}{5}c^5(1+cs\cos\varphi)^5\right] + s^2\int d\varphi(4\cos^2\varphi-1)\left[\frac{1}{2}-\frac{1}{2}+\frac{1}{8}-\frac{1}{2}c^2+\frac{1}{2}c^4-\frac{1}{6}c^6\right] = (1+2s^2)\int d\varphi\left[-s\cos\varphi-\frac{1}{2}s^2\sin^2\varphi - \frac{1}{2}s^2\cos^2\varphi - (1+s^2\cos^2\varphi-2s\cos\varphi-s^2\sin^2\varphi) + \frac{1}{4}(1-4s\cos\varphi-2s^2\sin^2\varphi+6s^2\cos^2\varphi) - \ln c - (2s^2+cs\cos\varphi) + \frac{1}{2}c^2s^2\cos^2\varphi + O(c^3)\right] +$

$+ 2s\int d\varphi\cos\varphi\left[1-s\cos\varphi-\frac{2}{3}(1-3s\cos\varphi+3s^2\cos^2\varphi) + \frac{1}{5}(1-5s\cos\varphi) - c(1+cs\cos\varphi) + O(c^3)\right] + s^2\int d\varphi(4\cos^2\varphi-1)\frac{1}{6} = (1+2s^2)\left[-\frac{1}{2}s^2\pi - \frac{1}{2}s^2\pi - 1\cdot 2\pi + \frac{1}{4}\cdot 2\pi - 2s^2\cdot\pi + 6s^2\pi - \ln c\cdot 2\pi - 2s^2\cdot 2\pi\right] + 2s\int d\varphi\cos\varphi\times$

$\times\left[-s\cos\varphi + 2s\cos\varphi - s\cos\varphi - c^2s\cos\varphi\right] + s^2\frac{1}{6}\pi(4-2) = \pi(1+2s^2)\times$

$\times\left[-s^2 - \frac{3}{2} - 2s^2 + 6s^2 - 2\ln c - 4s^2\right] + 2\pi s^2\left[-c^2\right] + \frac{\pi}{3}s^2 =$

$= \pi(1+2s^2)\left[-\frac{3}{2} - 2\ln c - s^2\right] + \frac{\pi}{3}s^2 + O(c^2s^2) = J_0(s)$

Escaneado con CamScanner

$J_p(s) = J_2(s) + J_c(s) + J_0(s) = 4\pi s^2(1+\ln c) - 2\pi s^2 +$

$+\pi(1+2s^2)\left[-\frac{3}{2} - 2\ln c - s^2\right] + \frac{\pi}{3}s^2$. $J_p(0) = -2\pi\left[\frac{3}{4} + \ln c\right]$

Julio · Uztaila

10

$D_{\alpha\beta} = \left(-\frac{dM_3 L}{\gamma}\right)\int d^2\vec{s}\,\frac{\partial\vec{m}}{\partial s_\alpha}\cdot\frac{\partial\vec{m}}{\partial s_\beta}$, $Tr(\hat{D}) = D_{xx} + D_{yy} = 2D_{xx} = 2\left(-\frac{dM_3 L}{\gamma}\right)\int d^2\vec{s}\left[\frac{\partial\vec{m}}{\partial s_x}\cdot\frac{\partial\vec{m}}{\partial s_x} + \frac{\partial\vec{m}}{\partial s_y}\cdot\frac{\partial\vec{m}}{\partial s_y}\right] = (\cdot)\,4\int d^2\vec{s}\,\frac{\partial\vec{m}}{\partial s}\cdot\frac{\partial\vec{m}}{\partial\bar{s}}$, $Tr(\hat{D}) = (\cdot)\,4\pi[1+2s\bar{s}]$ в core.

Martes · Asteartea

$D_{\alpha\beta} = \left(-\frac{dM_3 L}{\gamma}\right)\int d^2\vec{s}\left[\frac{\partial\theta}{\partial s_\alpha}\frac{\partial\theta}{\partial s_\beta} + \sin^2\theta\,\frac{\partial\varphi}{\partial s_\alpha}\frac{\partial\varphi}{\partial s_\beta}\right] = (\cdot)\int_{|s|>1} d^2\vec{s}\,\frac{\partial\varphi}{\partial s_\alpha}\frac{\partial\varphi}{\partial s_\beta}$ - вне core

$Tr(\hat{D}) \underset{\text{вне}}{=} (\cdot)\sum_\alpha\int_{|s|>1} d^2\vec{s}\,\frac{\partial\varphi}{\partial s_\alpha}\frac{\partial\varphi}{\partial s_\alpha} = 4\int_{|s|>1} d^2\vec{s}\left|\frac{\partial\varphi}{\partial s}\right|^2(\cdot) = (\cdot)\cdot J_p(s)$, $(\cdot) = \left(-\frac{dM_3 L}{\gamma}\right)$.

$D_{xx} = \frac{1}{2}\left[\underset{\text{core}}{Tr(\hat{D})} + \underset{\text{вне core}}{Tr(\hat{D})}\right] = (\cdot)2\pi(1+2s\bar{s}) + (\cdot)\frac{1}{2}J_p(s)$

$D_{xx}(s=0) = (\cdot)\left[2\pi - \pi\left(\frac{3}{4} + \ln c\right)\right] = (\cdot)2\pi\left[1 - \frac{3}{8} - \frac{1}{2}\ln c\right] =$

$= (\cdot)\cdot 2\pi\left[\frac{5}{8} + \frac{1}{2}\ln\frac{1}{a}\right]$ - верно.

$d(s) = -\frac{D_{xx}}{|G|} = \frac{dM_3 b\cdot 2\pi}{\gamma\cdot 2\pi M_3 L}[\cdot] = d[\cdot]$.

$[\cdot] = (1+2s\bar{s}) + \frac{1}{4\pi}J_p(s) = 1 + 2s^2 + \frac{1}{4\pi}J_p(s)$.

$J_p(s) = 4\pi s^2(1+\ln c) - 2\pi s^2 + \pi(1+2s^2)\left[-\frac{3}{2} - 2\ln c - s^2\right] + \frac{\pi}{3}s^2 =$

$= J_p(0) + 4\pi s^2 + 4\pi s^2\ln c - 2\pi s^2 + 2\pi s^2\left[-\frac{3}{2} - 2\ln c\right] - \pi s^2 + \frac{\pi}{3}s^2 =$

$= J_p(0) + \pi s^2\left[4 + 4\ln c - 2 - 3 - 4\ln c - 1 + \frac{1}{3}\right] = J_p(0) - \frac{5}{3}\pi s^2$

$\frac{1}{d}d(s) = 1 + 2s^2 + \frac{1}{4\pi}\left[-2\pi\left(\frac{3}{4} + \ln c\right) - \frac{5}{3}\pi s^2\right] =$

$= 1 - \frac{3}{8} - \frac{1}{2}\ln c + s^2\left[2 - \frac{5}{3}\cdot\frac{1}{4}\right] = \frac{5}{8} + \frac{1}{2}\ln\frac{1}{c} + \frac{19}{12}s^2$

Ex-Nonlinear damping $d(s) = d\left[\frac{5}{8} + \frac{1}{2}\ln\frac{1}{c} + \frac{19}{12}s^2\right] = d_0 + d_1 s^2$ - pole free model.

$d_0 = d\left(\frac{5}{8} + \frac{1}{2}\ln\frac{1}{c}\right)$ - как в Gus' J.Ph.'11, $d_1 = d\,\frac{19}{12}$ - отлич. от J.Ph.'11.

В rigid v. model (вне core) $J_p^{rv}(s) = 4\int_{|s|>1} d^2\vec{s}\left|\frac{\partial\varphi_{rv}}{\partial s}\right|^2 = \int_{|s|<1}\frac{d^2\vec{s}}{|z-s|^2} = 2\pi\ln\frac{1}{c} - \pi s^2$.

В pole-free model (вне core) $J_p(s) = 4\int_{|s|>1} d^2\vec{s}\left|\frac{\partial\varphi}{\partial s}\right|^2 = J_p(0) - \frac{5}{3}\pi s^2 =$

$= 2\pi\ln\frac{1}{c} - \frac{3}{2}\pi - \frac{5}{3}\pi s^2$.

Полный damping vortex:

1) $\frac{1}{d}d(s) = 1 + \frac{1}{2}\ln\frac{1}{c} - \frac{1}{4}s^2$ - rigid v. (добавить еще s^2 - вне core) - он=0

2) $\frac{1}{d}d(s) = \frac{5}{8} + \frac{1}{2}\ln\frac{1}{c} + \frac{19}{12}s^2$ - pole free model.

Core-вклад r.v. model $\underset{\text{core}}{Tr(\hat{D})} = (*)\,4\int_{|s|<1} d^2\vec{s}\,\frac{\partial\vec{m}}{\partial s}\cdot\frac{\partial\vec{m}}{\partial\bar{s}} = 8(\cdot)\int\frac{d^2\vec{s}}{(1+s\bar{s})^2}\left[\frac{\partial f}{\partial s}\frac{\partial\bar{f}}{\partial\bar{s}} + \frac{\partial f}{\partial\bar{s}}\frac{\partial\bar{f}}{\partial s}\right]$

$f(z) = \frac{i}{c}(z-s)$, $\frac{\partial f}{\partial s} = -\frac{i}{c}$, $\frac{\partial f}{\partial\bar{s}} = 0$. $Tr(\hat{D}) = 8(\cdot)\int\frac{d^2\vec{s}}{(1+f\bar{f})^2}\frac{1}{c^2} =$

$= 8(\cdot)\int_{\text{core}}\frac{d^2\vec{s}}{\left[1 + \frac{|z-s|^2}{c^2}\right]^2}\frac{1}{c^2} = \frac{8}{c^2}(\cdot)\int_{|s|<1}\frac{d^2\vec{s}}{\left[1 + s^2/c^2\right]}$ - от s^2 не зависит.

191/174

Проверим $d(s)$ - pole free model как в vcore, так и вне core.

+Вывод: в rigid v. model damping $d(s)$ растет с $s^2\uparrow$ ($\nu W_{ex}(s)$)

в pole-free model $d(s)$ растет с $s^2\uparrow$, т.к. vortex деформируется с $s^2\uparrow$

Ранее J.Ph.'11 было $d_1 = d\,\frac{1}{4}\left(\frac{1}{c^2} - \frac{8}{3}\right)$ - очень большое d_1.

теперь, если мы $s^2 \to 1$ $d_1 s^2$ - нелин-вклад сравним с lin-do.

Hamaca Slavin'y o $d(s)$-damping u Ainhoa - Запрос сирены Iberl., Mendeby - o Vist San S.

Semana · Aste 28

Escaneado con CamScanner

Uztaila · Julio April 10, 2012

EKAINA / JUNIO 2007

L	M	M	J	V	S	D
				1	2	3
4	5	6	7	8	9	10
11	12	13	14	15	16	17
18	19	20	21	22	23	24
25	26	27	28	29	30	

UZTAILA / JULIO 2007

L	M	M	J	V	S	D
						1
2	3	4	5	6	7	8
9	10	11	12	13	14	15
16	17	18	19	20	21	22
23	24	25	26	27	28	29
30	31					

11

Asteazkena · Miércoles

План днем. работы (см. Oct. 18, 2011):

8 1) Nanotubes - DW papers с Ai Ping — subm. JMMM, positive resp. 14/V 12г - accepted 23/V

2) Non-linear vortex ST dyn., noise, oscillators — Орс., Rafa, Slavin

9 3) Cuexpoинг., phase lock., dyn. of dot pair — Bergum, Cros, de Loubens

→ 4) VC switch. vs. time in $H_\perp$, h_z^x-pulses, v. barrier — de Loubens

10 → 5) Multipole compl. and vort. dynamics in 1D-, 2D-arrays — Орс.

6) M. dynamics - FMR in F/N/F nanopillars — Papaz subm. APL Apr. 19, 2012

11 → 7) Review Nature Com. - Shinsaku, Nat. Sci. Rep. - Otani - opr. review, Ph. Lett., JMMM

8) FMR - pumping in dot arrays — Мешков, Славин - subm. Sci. Rep. - accepted

12 9) Juliani's paper Conf. WMR'12 no fivement — нерегул. носие огдова Referee pull process

13

14

Орг. вопросы:

15 1) Приглаш. Мешкова и Верба в San Seb. в Oct. 2012, Славина в Сент. 2012

→ 2) Conf. в ~~Turkey~~ Hotel 4/5*, Kaiserslautern, Liguria, Parma — go ~~July~~ 9 → Отменить Hotel

16 3) Кв./дом, машина в San Seb., конверт. $ → € Hotels S. Margh. Assignment Parma, Milan 2012

~~4) Согласование NICINN Travel - Portugal Grant и опр. Орс. в Porto — ecsb UGA~~ (Julian)

17 5) Подать док. на Anton's passport и К/Л. и Анг. Пижк в Spain

→ 6) Visit нал. инспекцию в San Seb. - декабрь - сделать appointment May 10

18 → 7) подгот. доклады на ICSM-Turkey (~~Орс, MFM F/N/F, v. dot pair~~ Орс)

8) Сдать ноут Laptop в ремонт от Jorge it.

19 9) Написать Invit. letters to Melkov и Верба и A. Hagrok через Глеб

10) Следить за объявл. Postdoc - Basque Country для Unai - в начале July 6 subm. July 6

192/173

Escaneado con CamScanner

Escaneado con CamScanner

Multipole mom. vortex paper (см. 2(V)). Для одинаковых dots, колеб. in-phase $S_n \pm f(n)$. 2D для vortex coordinates $s_n = Z_n/R$, $Z_n = x_n + iy_n$ Julio Uztaila

можно рассм. в квазиклассическом (для небольших классов дисс.) и в k-представлении. Здесь $\omega_n = \text{const}$ или определ. в $J_{nn'}$. Multipole coupl.

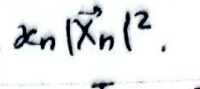
$W_{int} = \sum_{nn'} J_{nn'} (\vec{X}_n \cdot \vec{X}_{n'})$, $W_{dot} = \frac{1}{2} \sum_n \varkappa_n |\vec{X}_n|^2$. γ_p - a движ. среду

$(\omega_p - \omega_0) Z_n = \sum_{n'} J_{nn'} Z_{n'}$, $\varkappa_n / |G| = \omega_0$ и $J_{nn'} = \frac{1}{|G|} \tilde{J}_{nn'}$ Jiieves. Osteguna

Если in-phase (FMR, $k=0$) мода, то анизотр. члены в $W_{int} = 0$ и $\rho_n = 1$

$(\omega - \omega_0) Z = Z \sum_{n'} J_{nn'}$, $Z_n = Z$, $\omega = \omega_0 + \sum_{n'} J_{nn'}$. Можно $n=0$, $n' \to n$.

$\omega(d) = \omega_0 + \frac{1}{|G|} \sum_n J_{no}$, d - период решетки (square) of 2D-dot array.

$[J] = \text{erg/cm}^2$, $J_{no} = J(R_{no}) = M_s^2 R \beta^2 \sum_L f_L \frac{R^{L+1}}{R_{no}^{L+1}}$  $d = \frac{D}{R}$

$\vec{R}_{no} = R(n_1 d, n_2 d) = Rd(n_1, n_2) = (R_{no}^x, R_{no}^y)$

$R_{no}/R = D(n_1^2 + n_2^2)^{1/2}/R = d(n_1^2 + n_2^2)^{1/2}$, $J(R_{no}) = M_s^2 R \beta^2 \sum_L \frac{f_L}{d^{L+1}} \frac{1}{(n_1^2+n_2^2)^{\frac{L+1}{2}}}$

Один TM-класс in-phase mode из-за coupling:

$\omega(d) - \omega_0 = \frac{1}{|G|} \sum_n J_{no} = \frac{M_s^2 R \beta^2}{2\pi M_s L/\gamma} \sum_n \sum_L \frac{f_L}{d^{L+1}} \frac{1}{(n_1^2+n_2^2)^{\frac{L+1}{2}}}$ → L - нечет. т.к. ℓ, ℓ' - нечет. $L = \ell + \ell'$.

$\omega(d) - \omega_0 = \frac{\gamma M_s \beta}{2\pi} \sum_L \frac{f_L \mathcal{Z}_L}{d^{L+1}}$, $\mathcal{Z}_L = \sum_{n_1 n_2} \frac{1}{(n_1^2+n_2^2)^{\frac{L+1}{2}}}$, $f_L = -8\pi^2 [(L-1)!!]^2 \Pi(L)$.

Т.к. $\mathcal{Z}_L > 0$, $f_L < 0$ $\forall L$, то все коэф. ч/м $d^{-(L+1)}$ в разлож. $\omega(d)$ отрицат.

Обм. коэффициент $\mathcal{B} = (S_{1y} S_{2y} - S_{1x} S_{2x}) \cos 2\varphi_R - (S_{1x} S_{2y} + S_{1y} S_{2x}) \sin 2\varphi_R$

$= S^2 (\sin\varphi_1 \sin\varphi_2 - \cos\varphi_1 \cos\varphi_2) \cos 2\varphi_R - S^2 (\cos\varphi_1 \sin\varphi_2 + \sin\varphi_1 \cos\varphi_2) \sin 2\varphi_R =$

$= -S^2 \cos(\varphi_1 + \varphi_2) \cos 2\varphi_R - S^2 \sin(\varphi_1 + \varphi_2) \sin 2\varphi_R = -\cos(\varphi_1 + \varphi_2 - 2\varphi_R) S^2$.

$(\frac{1}{\mu_0})(\vec{S}_1 \cdot \vec{R})(\vec{S}_2 \vec{R}) = (\cos\varphi_1 \cos\varphi_R + \sin\varphi_1 \sin\varphi_R)(\cos\varphi_2 \cos\varphi_R + \sin\varphi_2 \sin\varphi_R) =$

$= \cos\varphi_1 \cos\varphi_2 \cos^2\varphi_R + \sin\varphi_1 \sin\varphi_2 \sin^2\varphi_R + \sin(\varphi_1 + \varphi_2) \sin\varphi_R \cos\varphi_R =$

$= \cos\varphi_1 \cos\varphi_2 \frac{1}{2}(1 + \cos 2\varphi_R) + \sin\varphi_1 \sin\varphi_2 \frac{1}{2}(1 - \cos 2\varphi_R) + \frac{1}{2} \sin(\varphi_1 + \varphi_2) \sin 2\varphi_R =$

$= \frac{1}{2}(\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2) \frac{1}{S^2} + \frac{1}{2} \cos(\varphi_1 + \varphi_2) \cos 2\varphi_R + \frac{1}{2} \sin(\varphi_1 + \varphi_2) \sin 2\varphi_R = \frac{1}{2S^2}(\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2) +$

$+ \frac{1}{2} \cos(\varphi_1 + \varphi_2 - 2\varphi_R) = \frac{1}{2S^2}(\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2) + \frac{1}{2}\left(-\frac{\mathcal{B}}{S^2}\right)$. $(\vec{S}_1 \cdot \vec{R})(\vec{S}_2 \cdot \vec{R}) = \frac{1}{2}(\vec{S}_1 \vec{S}_2) - \frac{1}{2}\mathcal{B}$.

$\mathcal{B} = (\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2) - 2(\vec{S}_1 \vec{R})(\vec{S}_2 \vec{R})$. Здесь $\vec{r} \to \vec{R}$. $\mathcal{B}$ - часто анизотроп. часть, которая исчезает ч/м $\vec{S}_n = \vec{S}$ - in-phase mode. // В сообщ. $M = \pm 2$ члены ($\neq 0$ ч/м $k \neq 0$)

$(L-1)\mathcal{A} + (L+1)\mathcal{B} = (\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2)(L-1) + (L+1)[(\vec{S}_1 \vec{S}_2) - 2(\vec{S}_1 \vec{R})(\vec{S}_2 \vec{R})] =$

$= 2L(\vec{S}_1 \vec{S}_2) - 2(L+1)(\vec{S}_1 \vec{R})(\vec{S}_2 \vec{R})$, $(\mathcal{A} + 3\mathcal{B})_{L=2\text{-dip}} = 2 \cdot 2 (S_1 S_2) - 2 \cdot 3 (\vec{S}_1 \vec{R})(\vec{S}_2 \vec{R})$?

Почему $(\vec{S}_1 \vec{S}_2) - 3(\vec{S}_1 \vec{R})(\vec{S}_2 \vec{R})$ - dip-dip не наблюдается? ч/м $L = 2$.

$W_{int} = \sum_L \frac{W_L}{R^{L+1}}$, $W_2 \sim (\mathcal{A} + 3\mathcal{B}) \sim [2(\vec{S}_1 \vec{S}_2) - 3(\vec{S}_1 \vec{R})(\vec{S}_2 \vec{R})]$ - не сходится к dip.-dip. coupl.

~~Проверить все знаки в W_{int}.~~

193/172

$\text{div}\, \vec{m} \sim (S_y \cos\varphi - S_x \sin\varphi)$, $Q_\ell^m \sim \int d\varphi e^{im\varphi} \text{div}\, \vec{m} \sim \int d\varphi e^{im\varphi} (S_y \cos\varphi - S_x \sin\varphi) =$

$= S_y \pi (\delta_{m,1} + \delta_{m,-1}) - S_x \int d\varphi e^{im\varphi} \frac{1}{2i}(e^{i\varphi} - e^{-i\varphi}) = \pi S_y (\delta_{m,1} + \delta_{m,-1}) -$

$- \frac{\pi}{i} S_x (\delta_{m,-1} - \delta_{m,1}) = \pi \delta_{m,1} (S_y + \frac{1}{i} S_x) + \pi \delta_{m,-1} (S_y - \frac{1}{i} S_x) =$

$= \frac{\pi}{i} \delta_{m,1} (S_x + i S_y) + \frac{\pi}{i} \delta_{m,-1} (-S_x + i S_y) = -i\pi [S \delta_{m,1} + \bar{S} \delta_{m,-1}]$ - отсюда см. Multipole

Вернемся к 23/III. теперь $Q_\ell^m Q_{L-\ell}^{M-m} \sim (S_1 \delta_{m,1} + \bar{S}_1 \delta_{m,-1})(S_2 \delta_{M-m,1} + \bar{S}_2 \delta_{M-m,-1})$ нет, сущ. и sign $P_\ell^{\dots}$ чего-то

$= S_1 S_2 \delta_{M,2} + \bar{S}_1 \bar{S}_2 \delta_{M,-2} + (S_1 \bar{S}_2 + \bar{S}_1 S_2) \delta_{M,0}$. $S_1 \bar{S}_2 + \bar{S}_1 S_2 = 2(\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2) = 2\mathcal{A}$.

13

Ostiala

Larumbati, Sábado

Escaneado con CamScanner

dip. moment gosa $\vec{M}_d = M_s V_d \vec{\mu}$, $\vec{\mu} = \langle \vec{m} \rangle_{V_d} = \langle \vec{M} \rangle / M_s$, $V_d = \pi R^2 L$.

$b(\vec{s}) = \vec{s}_1 \vec{s}_2 - 3(\vec{s}_1 \hat{R})(\vec{s}_2 \hat{R}) = [\vec{s}_1 \cdot (\hat{s} \times \hat{R})][\vec{s}_2 \cdot (\hat{s} \times \hat{R})] - (\vec{s}_1 \hat{R})(\vec{s}_2 \hat{R})$

ppio de sup. $\vec{B}(\vec{s}) = \frac{1}{3^2}[(\hat{s} \times \vec{\mu}_1)(\hat{s} \times \hat{R})][(\hat{s} \times \vec{\mu}_2)(\hat{s} \times \hat{R})] - \frac{1}{3^2}(\hat{s} \times \vec{\mu}_1)\hat{R}\,(\hat{s} \times \vec{\mu}_2)\hat{R} =$

$= \frac{1}{3^2}(\vec{\mu}_1 \hat{R})(\vec{\mu}_2 \hat{R}) - \frac{1}{3^2}(\hat{s} \times \vec{\mu}_1)\hat{R}\,(\hat{s} \times \vec{\mu}_2)\hat{R} = -\frac{1}{3^2} b(\vec{s})$

$b(\vec{s})$ menos. Igual que $\vec{S} \to \frac{1}{3}(\hat{s} \times \vec{\mu})$.

$$U_{int} = \sum_{Lnn'} \frac{1}{R_{nn'}^{L+1}} U_L(\varphi_{nn'}) = \sum_{Lnn'} \frac{C_n C_{n'}}{R_{nn'}^{L+1}} (-8\pi^2 M_s^2 \beta^2)(L-1)!!(L-3)!!\,\Pi(L) R^{L+4} \times$$

$$\times [(L-1)\alpha_{nn'} + (L+1)\beta_{nn'}] = (-8\pi^2 M_s^2 \beta^2) \sum_{Lnn'} 2 \frac{R^{L+1}}{R_{nn'}^{L+1}} \frac{1}{2} (L-1)!!(L-3)!!\,\Pi(L) \left[\vec{S}_n \vec{S}_{n'} L - (L+1)(\vec{S}_n \vec{R}_{nn'}) \times (\vec{S}_{n'} \vec{R}_{nn'}) \right]$$

$(\vec{\mu}_1 \vec{R})(\vec{\mu}_2 \vec{R}) = \frac{1}{2}(\vec{\mu}_1 \cdot \vec{\mu}_2) + b$, b=0 que in-phase modes $\Gamma_4 = 0$ (!)

$$\left[\vec{\mu}_1 \vec{\mu}_2 - (L+1)(\vec{\mu}_1 \vec{R})(\vec{\mu}_2 \vec{R}) \right] = \left[\vec{\mu}_1 \vec{\mu}_2 - (L+1)\frac{1}{2} \vec{\mu}_1 \vec{\mu}_2 \right] = \frac{1}{2} \vec{\mu}_1 \vec{\mu}_2 [2 - (L+1)] =$$

$= -\frac{1}{2} \vec{\mu}_1 \vec{\mu}_2 (L-1)$, $b=0$. $1,2 \to n,n'$. Проверим $(L=2)$ dip. dip. term.

$\Pi(2) = \frac{1}{4} g_1^2 = \frac{1}{4}\left(\frac{1}{3}\right)^2 = \frac{1}{4} \cdot \frac{1}{9}$, $(L-3)!! = \frac{(L-1)!!}{(L-1)} \to (-1)!! = \frac{1!!}{1} = 1$

$$U_{int}^{dip\text{-}dip} = 16\pi^2 M_s^2 R^3 \beta^2 \frac{1}{3^2} \sum_{nn'} \frac{R^3}{R_{nn'}^3} \frac{1}{4 \cdot 9} \left[\vec{\mu}_n \vec{\mu}_{n'} - \frac{3}{R_{nn'}^2} (\vec{\mu}_n \vec{R}_{nn'})(\vec{\mu}_{n'} \vec{R}_{nn'}) \right]$$

$16 \frac{1}{3^2} \frac{1}{4 \cdot 9} = 16 \frac{9}{4} \cdot \frac{1}{4 \cdot 9} = 1$

$\xrightarrow{\text{termo}} U_{int}^{dip\text{-}dip} = \frac{M_s^2 V_d^2}{R^3} \sum_{nn'} \frac{1}{d_{nn'}^3} \left[\vec{\mu}_n \vec{\mu}_{n'} - 3(\cdot)(\cdot) \right]$

$\frac{1}{R} R_{nn'} = d_{nn'}$.

2D vortex dot array

$U(\vec{S}) = \frac{1}{2} \sum_n \alpha_n S_n \bar{S}_n + U_{int}(\vec{S})$, $\left(i G_{zn} \dot{S}_n = 2 \frac{\partial U}{\partial \bar{S}_n}\right)$. $U \to U/R^2$.

Dos array $\vec{S}_n \vec{S}_{n'} = \frac{1}{2}(S_n \bar{S}_{n'} + \bar{S}_n S_{n'})$, $(\vec{S}_n \vec{R}_{nn'}) = \frac{1}{2}(S_n \bar{R}_{nn'} + \bar{S}_n R_{nn'})$

$\to U_{int} = -(16\pi^2 M_s^2 R^3 \beta^2) \sum_{Lnn'} \frac{R^{L+1}}{R_{nn'}^{L+1}} P_L C_n C_{n'} \left[L \vec{S}_n \cdot \vec{S}_{n'} - (L+1)(\vec{S}_n \vec{R}_{nn'})(\vec{S}_{n'} \vec{R}_{nn'}) \right]$

$P_L = (-1)!!(L-3)!!\,\Pi(L)$. $(\vec{S}_n \vec{R})(\vec{S}_{n'} \vec{R}) = \frac{1}{4}(S_n \bar{R} + \bar{S}_n R)(S_{n'} \bar{R} + \bar{S}_{n'} R)$, $R = R_x + i R_y$

$$2 \frac{\partial U_{int}}{\partial \bar{S}_n} = -(\cdot) \sum_{Ln'} \frac{R^{L+1}}{R_{nn'}^{L+1}} P_L C_n C_{n'} \left[L S_{n'} - (L+1) \frac{1}{2} R_{nn'} (S_{n'} \bar{R}_{nn'} + \bar{S}_{n'} R_{nn'}) \right] = i G_{zn} \dot{S}_n$$

- $\dot{S}$ зависит не только от S_n, но и от $\bar{S}_n$. И только если $S_n = S$, $b = 0$,

YD упрощается, сводясь к (31/III): $-i p_n \dot{Z}_n = \omega_0 Z_n + \frac{1}{|G|} \sum_{n'} J_{nn'} Z_{n'}$

$i G_{zn} \dot{S}_n = 2 \frac{\partial}{\partial \bar{S}_n} \left[\frac{1}{2} \sum_n \alpha_n S_n \bar{S}_n + U_{int} \right] = \alpha_n S_n + 2 \partial U_{int} / \partial \bar{S}_n$.

$G_{zn} = -p_n |G|$, $i G_{zn} \dot{S}_n = i G_{zn} i\omega S_n = p_n |G| \omega S_n = \alpha_n S_n + 2 \frac{\partial U_{int}}{\partial \bar{S}_n}$

$\left((p_n \omega - \omega_0) S_n = \frac{2}{|G|} \frac{\partial U_{int}}{\partial \bar{S}_n}\right)$ и комплекс. сопр. $(p_n \omega - \omega_0) \bar{S}_n = \frac{2}{|G|} \frac{\partial U_{int}}{\partial S_n}$,

$S_n(t) = S_n(\omega) e^{i\omega t}$, $\bar{S}_n(t) = \bar{S}_n(\omega) e^{-i\omega t}$. YD для $S_n(\omega)$, $\bar{S}_n(\omega)$. 197/168

Пусть $C_n = \text{const}$ пока. $2 \frac{\partial U_{int}}{\partial \bar{S}_n} = -(\cdot) \sum_{Ln'} \frac{R^{L+1}}{R_{nn'}^{L+1}} P_L \left[L S_{n'} - \frac{1}{2}(L+1) R_{nn'} (S_{n'} \bar{R}_{nn'} + \bar{S}_{n'} R_{nn'}) \right]$

$\vec{R}_{nn'} = \vec{R}_{nn'} / |\vec{R}_{nn'}|$ - eg. vector, $R \bar{R} = |R|^2 = 1$, $[\cdot] = \frac{1}{2}(\cdot)[(L-1) S_{n'} - (L+1) \bar{S}_{n'} R_{nn'}^2]$

→ так просто не будет, тогда S_n и $\bar{S}_n$ перемешаны в YD

$\left(-i p_n |G| \dot{S}_n = \alpha_n S_n - (\cdot) \frac{1}{2} \sum_{Ln'} \frac{P_L}{d_{nn'}^{L+1}} \left[(L-1) S_{n'} - (L+1) R_{nn'}^2 \bar{S}_{n'} \right]\right)$ Ivana PRŠO

Semana • Aste 29

Решая это YD для $(L=2)$-case, делая ω и k - Fourier transforms.

Escaneado con CamScanner

Uztaila · Julio

$\frac{1}{R^2}\frac{1}{\omega_M L}(\cdot) = \frac{\gamma}{2\pi M_s L} \frac{16\pi^2 M_s^2 R^2 \beta^2}{R^2} = 8\pi\gamma M_s \beta = 2\omega_M \beta$

17

$i\dot{p}_n \dot{S}_n = \omega_0 S_n - \omega_M \beta \sum_{L n'} \frac{P_L}{d_{nn'}^{L+1}} \left[(L+1) S_{n'} R_{nn'}^2 - (L+1) \bar{S}_{n'} R_{nn'}^2 \right]$

$J_1(d_{nn'}) = \sum_L \frac{P_L (L-1)}{d_{nn'}^{L+1}}$ и $J_2(\vec{d}_{nn'}) = \sum_L \frac{P_L (L+1)}{d_{nn'}^{L+1}} R_{nn'}^2$

Тут $p_n = \pm 1$ - aligned dot array, все у нас поляризованы вдоль оси параллельно $R_{nn'} = X_{nn'} + iY_{nn'}$

Astearteca · Martes

$$\begin{cases} -i\dot{S}_n = \omega_0 S_n - \omega_M \beta \sum_{n'} \left[J_1(d_{nn'}) S_{n'} - J_2(\vec{d}_{nn'}) \bar{S}_{n'} \right] \\ +i\dot{\bar{S}}_n = \omega_0 \bar{S}_n - \omega_M \beta \sum_{n'} \left[J_1(d_{nn'}) \bar{S}_{n'} - J_2(\vec{d}_{nn'}) S_{n'} \right] \end{cases}$$

$S_n = \sum_k S_k e^{ik\vec{R}_n}$, $\bar{S}_n = \sum_k S_k^+ e^{-ik\vec{R}_n}$, $S_k(t) = S_k e^{i\omega t}$

$\sum_{n'} J_1(R_{nn'}) S_{n'} = \sum_{n'} J_1(\vec{R}_n - \vec{R}_{n'}) \sum_k S_k e^{ik\vec{R}_{n'}} = \sum_k \sum_{n'} J_1(\vec{R}_n - \vec{R}_{n'}) e^{-ik(\vec{R}_n - \vec{R}_{n'})} \times S_k e^{ik\vec{R}_n} = \sum_k S_k e^{ik\vec{R}_n} \sum_{n'} J_1(\vec{R}_n - \vec{R}_{n'}) e^{ik(\vec{R}_n - \vec{R}_{n'})} = \sum_k S_k e^{ik\vec{R}_n} J_1(\vec{k})$

$J_1(\vec{k}) = \sum_n J_1(\vec{R}_n) e^{ik\vec{R}_n}$, $\vec{R}_n = a(n_1, n_2)$ - вектор 2D решетки прямой

$-i \sum_k \dot{S}_k e^{ik\vec{R}_n} = \omega_0 \sum_k S_k e^{ik\vec{R}_n} - \omega_M \beta \sum_k J_1(\vec{k}) S_k e^{ik\vec{R}_n} + \omega_M \beta \sum_k J_2(\vec{k}) S_{-k}^+ e^{ik\vec{R}_n}$

$\sum_{n'} J_2(\vec{R}_{nn'}) \bar{S}_{n'} = \sum_{n'} \sum_k J_2(\vec{R}_n - \vec{R}_{n'}) S_k^+ e^{-ik\vec{R}_{n'}} = \sum_k S_k^+ e^{-ik\vec{R}_n} \sum_{n'} J_2(\vec{R}_n - \vec{R}_{n'}) e^{ik(\vec{R}_n - \vec{R}_{n'})}$

$\sum_n J_2(\vec{R}_n) e^{ik\vec{R}_n} = J_2(-\vec{k}) = J_2(\vec{k})$ - ?

Если $J_2(\vec{R})$ - чет., то $J_2(-\vec{k}) = J_2(\vec{k})$

$\sum_{n'} J_2(R_{nn'}) \bar{S}_{n'} = \sum_k S_k^+ e^{-ikR_n} J_2(\vec{k}) = \sum_k S_{-k}^+ e^{ik\vec{R}_n} J_2(\vec{k})$

$$\begin{cases} -i\dot{S}_k = \omega_0 S_k - \omega_M \beta J_1(\vec{k}) S_k + \omega_M \beta S_{-k}^+ J_2(\vec{k}) \\ i\dot{S}_{-k}^+ = \omega_0 S_{-k}^+ - \omega_M \beta \bar{J}_1(\vec{k}) S_{-k}^+ + \omega_M \beta S_k \bar{J}_2(\vec{k}) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \omega S_k = \omega_0 S_k - \omega_M \beta J_1(\vec{k}) S_k + \omega_M \beta S_{-k}^+ J_2(\vec{k}) \\ -\omega S_{-k}^+ = \omega_0 S_{-k}^+ - \omega_M \beta \bar{J}_1(\vec{k}) S_{-k}^+ + \omega_M \beta \bar{J}_2(\vec{k}) S_k \end{cases}$$

$$\begin{pmatrix} \omega - \omega_0 + \omega_M \beta J_1 & -\omega_M \beta J_2 \\ -\omega_M \beta \bar{J}_2 & -\omega - \omega_0 + \omega_M \beta \bar{J}_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_k \\ S_{-k}^+ \end{pmatrix} = 0$$

$-(\omega - \omega_0 + J_1)(\omega + \omega_0 - \bar{J}_1) - |J_2|^2 = 0$, $J_1(\vec{k})$ - вещ.

$0 = -\omega^2 + (J_1 - \omega_0)^2 - |J_2|^2$, $\omega_{\vec{k}}^2 = [J_1(\vec{k}) - \omega_0]^2 - |J_2(\vec{k})|^2$

$\omega^2(\vec{k}) = [\omega_0 - \omega_M \beta J_1(\vec{k})]^2 - [\omega_M \beta |J_2(\vec{k})|]^2$, // J_2 связан с $M = \pm 2$?

$\omega^2(\vec{k}) = [\omega_0 + \omega_M \beta \Sigma_-(\vec{k})][\omega_0 + \omega_M \beta \Sigma_+(\vec{k})]$ - дисперсия SW в ромбической решетке

$\Sigma_\pm(\vec{k}) = -J_1(\vec{k}) \pm |J_2(\vec{k})|$ - привести к виду, в форме Galkin PRB

198/167 Что у меня $J_1(\vec{k})$ и $J_2(\vec{k})$ содержат не только дип. ($L=2$) слагаемое, но и вклады произв. L.

12/IV С Л. и А. в Police: получили справки о Spanish Residence, действ. 3 мес.

$J_1(\vec{k}) = \sum_n J_1(\vec{R}_n) e^{-ik\vec{R}_n}$, $J_1(\vec{R}_n) = \sum_L \frac{P_L(L-1)}{d_n^{L+1}}$

$J_2(\vec{k}) = \sum_n J_2(\vec{R}_n) e^{ik\vec{R}_n}$, $J_2(\vec{R}_n) = \sum_L \frac{P_L(L+1)}{d_n^{L+1}} R_n^2$, $\vec{R}_n = \frac{\vec{d}_n}{|\vec{d}_n|} = \frac{\vec{R}_n}{R_n}$

~~Если $L=2$ - квадрup. все должно сводиться к Galkin PRB 06~~

$J_2(\vec{R}_n) = 3 \frac{P_2}{d_n^3} R_n^2$, $P_2 = P_L(L=2) = (L-1)!! \frac{(L-1)!!}{L!} \prod(2) = \Pi(2)$, $J_1(R_n) = \frac{P_2}{d_n^3}$

29 Aste · Semana

Escaneado con CamScanner

pole-free model $\Pi(2) = \frac{1}{36}$. Rigid v. model $g_1 = \frac{1}{2}$, $\Pi(2) = \frac{1}{4} g_1^2 = \frac{1}{4\cdot 4} = \frac{1}{16}$

$\Sigma_\pm(\vec{k}) = -J_1(\vec{k}) \pm |J_2(\vec{k})|$, $J_1(\vec{R}_n) = \frac{\Pi(2)}{d_n^3}$, $J_2(\vec{R}_n) = 3\Pi(2)\frac{R_n^2}{d_n^3}$

$J_1(\vec{k}) = \Pi(2)\sum_n \frac{e^{i\vec{k}\vec{R}_n}}{d_n^3} = \Pi(2)\,\beta(\vec{k})\,d^{-3}$, $J_2(\vec{k}) = 3\Pi(2)\sum_n \frac{R_n^2}{d_n^3} e^{i\vec{k}\vec{R}_n}$

$J_2(\vec{k}) = 3\Pi(2)\sum_n \frac{(d_n^x + i d_n^y)^2}{d_n^5} e^{i\vec{k}\vec{R}_n}$, $\vec{R}_n = d(n_1, n_2)$, d – period. Square lattice

$J_2(\vec{k}) = 3\Pi(2)\,\beta_c(\vec{k})\,d^{-3}$, $\beta(\vec{k})$, $\beta_c(\vec{k})$ – def. Galkin. PRB'06

$\Sigma_\pm(\vec{k}) = -\Pi(2)\beta(\vec{k})d^{-3} \pm 3\Pi(2)|\beta_c(\vec{k})|d^{-3} = \Pi(2)\left[-\beta(\vec{k}) \pm 3|\beta_c(\vec{k})|\right]d^{-3} =$

$= -\Pi(2)\beta(0)d^{-3} + \Pi(2)\left[\beta(0) - \beta(\vec{k}) \pm 3|\beta_c(\vec{k})|\right]d^{-3} = \frac{\Pi(2)}{d^3}\left[-\beta(0) + \beta(0) - \beta(\vec{k}) \pm 3|\beta_c|\right]$

Учтем $\omega_M\beta(-1)\frac{\Pi(2)}{d^3}\beta(0)$ включим в ω_0. $\omega_G = \omega_0 - \omega_M\beta\frac{\Pi(2)}{d^3}\beta(0)$

Eg. $\omega_{int} = \omega_M\beta\frac{\Pi(2)}{d^3} = \frac{1}{36}\omega_M\beta\frac{1}{d^3} = \frac{1}{36}\omega_M\frac{R_L^2}{D^3}$ – в точности как у Galkin PRB

Вывод: $\Pi(2) = 1/36$ дает совпадение ω_{int} с Galkin, т.е. Galkin'06 использовал pole-free model. $\omega_G = \omega_G(d)$, $\vec{d}_n = d(n_1, n_2)$.

$\omega^2(\vec{k}) = \left[\omega_G + \beta\omega_M\Sigma_-(\vec{k})\right]\left[\omega_G + \beta\omega_M\Sigma_+(\vec{k})\right]$

В dip. приближении $\omega_G = \omega_0 - \omega_{int}\beta(0)$, $\Sigma_\pm(\vec{k}) = \frac{\Pi(2)}{d^3}\left[\beta(0) - \beta(\vec{k}) \pm 3|\beta_c(\vec{k})|\right]$

$\beta_c(0) = 0$, $\Sigma_\pm(\vec{k}=0) = 0$ и $\omega^2(\vec{k}=0) = \omega_G^2(d)$.

Но я помню дальше Galkin PRB'06 учитывал arbitrary $L = l + l'$ – l, l' – неотр.

$J_1(\vec{k}) = \sum_n J_1(\vec{R}_n)e^{-i\vec{k}\vec{R}_n} = \sum_n e^{+i\vec{k}\vec{R}_n}\sum_L \frac{(L-1)P_L}{d_n^{L+1}} = \sum_L \frac{(L-1)P_L}{d^{L+1}}\sum_n \frac{e^{i\vec{k}\vec{R}_n}}{(n_1^2+n_2^2)^{\frac{L+1}{2}}}$

Def. $\beta_{L/2}(\vec{k}) = \sum_n \frac{e^{i\vec{k}\vec{R}_n}}{(n_1^2+n_2^2)^{\frac{L+1}{2}}}$ и $J_1(\vec{k}) = \sum_L (L-1)P_L\frac{\beta_{L/2}(\vec{k})}{d^{L+1}}$

$J_2(\vec{k}) = \sum_n J_2(\vec{R}_n)e^{-i\vec{k}\vec{R}_n} = \sum_n e^{i\vec{k}\vec{R}_n}\sum_L (L+1)\frac{P_L}{d_n^{L+1}}R_n^2 = \sum_L (L+1)\frac{P_L}{d^{L+1}}\sum_n \frac{R_n^2 e^{i\vec{k}\vec{R}_n}}{\left[n_1^2+n_2^2\right]^{\frac{L+1}{2}}}$

Def. $\beta^c_{L/2}(\vec{k}) = \sum_n \frac{R_n^2 e^{i\vec{k}\vec{R}_n}}{(n_1^2+n_2^2)^{\frac{L+1}{2}}} = \sum_n \frac{(n_1+in_2)^2}{(n_1^2+n_2^2)^{\frac{L+3}{2}}}e^{i\vec{k}\vec{R}_n}$, $J_2(\vec{k}) = \sum_L (L+1)P_L\frac{\beta^c_{L/2}(\vec{k})}{d^{L+1}}$

$\Sigma_\pm(\vec{k}) = -J_1(0) + \left[J_1(0) - J_1(\vec{k}) \pm |J_2(\vec{k})|\right]$, $[\dots]_{k=0} = 0$.

Один закон $\vec{k}=0$ мода из-за interdot coupling $= -J_1(0)$, или

$\omega_G(d) = \omega_0 - \omega_M\beta J_1(0)$, $\omega_G(d) = \omega_0 - \beta\omega_M\sum_L (L-1)P_L\frac{\beta_{L/2}(0)}{d^{L+1}}$, $\beta_1 = \beta$

$(L-1)P_L = (L-1)(L-1)!!(L-3)!!\,\Pi(L) = \left[(L-1)!!\right]^2\Pi(L)$. Именно $\omega_G(d)$ и посчитали Окулов.

$\omega(\vec{k}=0) = \omega_G$ – дно зоны vortex excitations.

В dip approximation (а оно главное при $k \to 0$) $\omega(\vec{k}) = \omega_G + v|\vec{k}|$, $\vec{k} \to 0$,

$v = \omega_M L\frac{\pi}{18d^2}$, $v_{max}(2R=D, d=2) = \omega_M L\frac{\pi}{18\cdot 4} = 0{,}044\,\omega_M L$

$v_{max} = 4{,}4\cdot 10^{-2}\cdot 30\,GHz\cdot 20\,nm/\hbar \simeq 26\,m/s$ (для ранних параметров проб – slow waves (small group velocity). $\Sigma_\pm(\vec{k}) = \left[J_1(0) - J_1(\vec{k}) \pm |J_2(\vec{k})|\right]$,

а $-J_1(0)$ включим в ω_0: $\omega_G = \omega_0 - \omega_M\beta J_1(0)$.

При $\vec{k} = \frac{i}{R}\left(\frac{\pi}{d}, 0\right)$ – граница 1st Bril. zone (малые d_n) high multipole moments are important. $(\vec{k}\vec{R}_n)_{B.Z.} = k_x R_n^x = \frac{\pi}{d}d\,n_1 = \pi n_1$, $e^{i\pi n_1} = (-1)^{n_1}$

$\beta(0) = 9{,}034$ см. Galkin PRB'06.

Оценка $\omega_G(d) - \omega_0 = -\omega_M\beta\frac{1}{36}\frac{\beta(0)}{d^3} \approx -30\,GHz\cdot 0{,}1\,\frac{9}{36\,d^3} = \left|_{d=2}\right| = 3\,GHz\,\frac{1}{4\cdot 8} \approx 100\,MHz$

– поправка самой ω_0, важна $\Delta\omega_G(d \to \infty)$.

Edited the Multipole paper file и посм. Окс., получив от него $\omega(\vec{k})$ для $\vec{k} \parallel (1,0), (1,1)$ и для вкладов $L = 2, 4, 6$

Escaneado con CamScanner

Pole-free model $\Pi(2) = \frac{1}{36}$. Rigid v. model $g_1 = \frac{1}{2}$, $\Pi(2) = \frac{1}{4} g_1^2 = \frac{1}{4\cdot 4} = \frac{1}{16}$

$\Sigma_\pm(\vec{k}) = -J_1(\vec{k}) \pm |J_2(\vec{k})|$, $J_1(\vec{R}_n) = \frac{\Pi(2)}{d_n^3}$, $J_2(\vec{R}_n) = 3\Pi(2)\frac{R_n^2}{d_n^5}$

$J_1(\vec{k}) = \Pi(2)\sum_n \frac{e^{i\vec{k}\vec{R}_n}}{d_n^3} = \Pi(2)\,\mathcal{B}(\vec{k})d^{-3}$, $J_2(\vec{k}) = 3\Pi(2)\sum_n \frac{R_n^2}{d_n^3} e^{i\vec{k}\vec{R}_n}$

$J_2(\vec{k}) = 3\Pi(2)\sum_n \frac{(d_{n_1}+id_{n_2})^2}{d_n^5} e^{i\vec{k}\vec{R}_n}$, $\vec{R}_n = d\vec{R}(n_1,n_2)$, d – nearest Square lattice

$J_2(\vec{k}) = 3\Pi(2)\,\mathcal{B}_c(\vec{k})d^{-3}$, $\mathcal{B}(\vec{k})$, $\mathcal{B}_c(\vec{k})$ – def. Galkin. PRB'06. Asteazkena

$\Sigma_\pm(\vec{k}) = -\Pi(2)\mathcal{B}(\vec{k})d^{-3} \pm 3\Pi(2)|\mathcal{B}_c(\vec{k})|d^{-3} = \Pi(2)\left[-\mathcal{B}(\vec{k}) \pm 3|\mathcal{B}_c(\vec{k})|\right]d^{-3} =$

$= -\Pi(2)\mathcal{B}(0)d^{-3} + \Pi(2)\left[\mathcal{B}(0) - \mathcal{B}(\vec{k}) \pm 3|\mathcal{B}_c(\vec{k})|\right]d^{-3} = \frac{\Pi(2)}{d^3}\left[-\mathcal{B}(0) + \mathcal{B}(0) - \mathcal{B}(\vec{k}) \pm 3|\mathcal{B}_c|\right]$

Сам $\omega_M\beta(-1)\frac{\Pi(2)}{d^3}\mathcal{B}(0)$ включим в ω_0. $\omega_G = \omega_0 - \omega_M\beta\frac{\Pi(2)}{d^3}\mathcal{B}(0)$

$g_{int} = \omega_M\beta\frac{\Pi(2)}{d^3} = \frac{1}{36}\omega_M\beta\frac{1}{d^3} = \frac{1}{36}\omega_M\frac{R_L^2}{D^3}$ – в точности как у Galkin PRB

Вывод: $\Pi(2) = 1/36$ дает совпадение ω_{int} с Galkin, т.е. Galkin'06 использовал pole-free model. $\omega_G = \omega_G(d)$, $\vec{d}_n = d(n_1, n_2)$.

$\omega^2(\vec{k}) = \left[\omega_G + \beta\omega_M\Sigma_-(\vec{k})\right]\left[\omega_G + \beta\omega_M\Sigma_+(\vec{k})\right]$

В дип. приближении $\omega_G = \omega_0 - \omega_{int}\mathcal{B}(0)$, $\Sigma_\pm(\vec{k}) = \frac{\Pi(2)}{d^3}\left[\mathcal{B}(0) - \mathcal{B}(\vec{k}) \pm 3|\mathcal{B}_c(\vec{k})|\right]$

$\mathcal{B}_c(0) = 0$, $\Sigma_\pm(\vec{k}=0) = 0$ и $\omega^2(\vec{k}=0) = \omega_G^2(d)$.

Но в наших дальше Galkin PRB'06 учитывал arbitrary $L = l + l'$ – сог. l, l' – четн

$J_1(\vec{k}) = \sum_n J_1(\vec{R}_n)e^{-i\vec{k}\vec{R}_n} = \sum_n e^{+i\vec{k}\vec{R}_n}\sum_L \frac{(L-1)P_L}{d_n^{L+1}} = \sum_L \frac{(L-1)P_L}{d^{L+1}}\sum_n \frac{e^{i\vec{k}\vec{R}_n}}{(n_1^2+n_2^2)^{\frac{L+1}{2}}}$

Def. $\mathcal{B}_{L/2}(\vec{k}) = \sum_n \frac{e^{i\vec{k}\vec{R}_n}}{(n_1^2+n_2^2)^{\frac{L+1}{2}}}$ и $J_1(\vec{k}) = \sum_L (L-1)P_L\frac{\mathcal{B}_{L/2}(\vec{k})}{d^{L+1}}$

$J_2(\vec{k}) = \sum_n J_2(\vec{R}_n)e^{-i\vec{k}\vec{R}_n} = \sum_n e^{i\vec{k}\vec{R}_n}\sum_L (L+1)\frac{P_L}{d_n^{L+1}}R_n^2 = \sum_L (L+1)\frac{P_L}{d^{L+1}}\sum_n \frac{R_n^2 e^{i\vec{k}\vec{R}_n}}{\left[n_1^2+n_2^2\right]^{\frac{L+1}{2}}}$

Def. $\mathcal{B}^c_{L/2}(\vec{k}) = \sum_n \frac{R_n^2 e^{i\vec{k}\vec{R}_n}}{(n_1^2+n_2^2)^{\frac{L+1}{2}}} = \sum_n \frac{(n_1+in_2)^2}{(n_1^2+n_2^2)^{\frac{L+3}{2}}}e^{i\vec{k}\vec{R}_n}$, $J_2(\vec{k}) = \sum_L (L+1)P_L\frac{\mathcal{B}^c_{L/2}(\vec{k})}{d^{L+1}}$

$\Sigma_\pm(\vec{k}) = -J_1(0) + \left[J_1(0) - J_1(\vec{k}) \pm |J_2(\vec{k})|\right]$, $[\dots]_{\vec{k}=0} = 0$.

Один закон $\vec{k}=0$ модуль из-за interdot coupling $= -J_1(0)$, или $\omega_G(d) = \omega_0 - \omega_M\beta J_1(0)$, $\omega_G(d) = \omega_0 - \beta\omega_M\sum_L (L-1)P_L\frac{\mathcal{B}_{L/2}(0)}{d^{L+1}}$, $\mathcal{B}_1 = \mathcal{B}$

$(L-1)P_L = (L-1)(L-1)!!(L-3)!!\Pi(L) = \left[(L-1)!!\right]^2\Pi(L)$. Именно $\omega_G(d)$ и поправки Окулова

$\omega(\vec{k}=0) = \omega_G$ – дно зоны vortex excitations.

В дип. approximation (а оно главное при $k\to 0$) $\omega(\vec{k}) = \omega_G + v|\vec{k}|$, $\vec{k}\to 0$,

$v = \omega_M L\frac{\pi}{18d^2}$, $v_{max}(2R=D, d=2) = \omega_M L\frac{\pi}{18\cdot 4} = 0{,}044\,\omega_M L$

$v_{max} = 4{,}4\cdot 10^{-2}\cdot 30\,GHz\cdot 20\,nm \simeq 26\,m/s$ (для ранних параметров проб – slow waves (small group velocity). $\Sigma_\pm(\vec{k}) = \left[J_1(0) - J_1(\vec{k}) \pm |J_2(\vec{k})|\right]$,

а $-J_1(0)$ включим в ω_0: $\omega_G = \omega_0 - \omega_M\beta J_1(0)$.

При $\vec{k} = \frac{1}{R}\left(\frac{\pi}{d}, 0\right)$ – граница 1st Brill. zone (малые d_n) high multipole moments are important. $(\vec{k}\vec{R}_n)_{B.Z.} = k_x R_n^x = \frac{\pi}{d}d n_1 = \pi n_1$, $e^{i\pi n_1} = (-1)^{n_1}$

$\mathcal{B}(0) = 9{,}034$ см. Galkin PRB'06.

Оценка $\omega_G(d) - \omega_c = -\omega_M\beta\frac{1}{36}\frac{\mathcal{B}(0)}{d^3} \simeq -30\,GHz\cdot 0{,}1\,\frac{9}{36d^3} = \left|d=2_{min}\right| = 3\,GHz\frac{1}{4\cdot 8} \simeq 10\times$ – поправка самой ω_0, велика $\Delta\omega_G(d\to\infty)$.

Edited the Multipole paper file и моск. Окс., подгрузив ей построенные $\omega(\vec{k})$ для $\vec{k}\parallel(1,0)$, $(1,1)$ и для вкладов $L = 2, 4, 6$

Escaneado con CamScanner

(13/11) Обсужд. с Глеб ответов to referees и version of Pinning FMR - PRB

Details: Gus' - PRB'05 same bound. conditions in cylindrical coord. + no $\vec{M}_0 \parallel Oz$ (SD_1) и $\vec{M}_0 \parallel \hat{\varphi}$ (vortex), т.е. при $M_\varphi^0 = 0$, и дин. $m_\varphi(\varphi) = m_\varphi(\varphi + 2\pi)$ - ось симметрично, не зависит от φ.

19 Но в тексте Pinning-PRB я использовал сейчас в.с. $\vec{M}\times\left[\frac{\partial \vec{M}}{\partial n} + H_m\right] = 0$ из Gus' PRB'05, применяемое ко всей поверхности SD-цилиндра. Определяется θ_n с H_{dc} под углом θ_n к оси z.

Boundary Cond. cylinder

В Gus' PRB'05 использ. $g_{\varphi\varphi}(\varphi\varphi') = g(\varphi\varphi') = -4\pi \int dk\, k f(k\rho) J_1(k\varphi) J_1(k\varphi')$

Связь $h_v^\varphi(\varphi) = \frac{\partial m_\varphi(\varphi)}{\partial \varphi} \int_0^1 d\varphi' \varphi' g(\varphi,\varphi')(\varphi' - \varphi)$ при $\varphi \to 1-0$.

$J_v(\rho, \varphi \to 1-0) = \int_0^1 d\varphi' \varphi' g(\varphi\varphi')(\varphi' - \varphi) = 4\rho\left(-\ln\frac{\varphi}{\rho} + \frac{1}{2}\right)$, что и дает

$d = \frac{2\pi}{\beta\left[2(6\ln 2 - 1) + 4\ln\frac{1}{\beta} + \left(\frac{L_e}{L}\right)^2\right]}$ - pinning parameter Gus' PRB'05.

В Pinning FMR-PRB $d(\theta_0 = 0) = \frac{2\pi}{\left[F(\beta) + \frac{L_e^2}{LR}\right]} = \frac{2\pi}{\beta\left[\frac{1}{\beta}F(\beta) + \frac{L_e^2}{L^2}\right]}$, $\beta = \frac{L}{R}$

$F(\beta) = \int_0^1 d\varphi' \varphi' g_n(R, \varphi')(\varphi' - 1)$ с $g_n(\varphi,\varphi') = -4\pi \int dk\, k f(k\rho) J_0(k\varphi') \frac{\partial J_1(k\varphi)}{\partial \varphi}$

$\theta_0 = 0$, $\vec{M}_0 \parallel Oz$, SD_1 далее опис. Gus' PRB'05.

Для φ-Component $-d\frac{\partial m_\varphi}{\partial \varphi} + h_m^\varphi \Delta\varphi = 0$, гр. усл. формально одинаковы для SD_1 и Vortex ground states, $m_\varphi(\vec{\varphi}) = m_\varphi(\varphi)$ и не зависит от φ.

m_y (new PRB) - частный случай m_φ [Gus' PRB'05] $h_m^\varphi(\varphi) = \int d\varphi'\varphi' g(\varphi\varphi') m_\varphi(\varphi')$

Свойства ли $\frac{1}{\beta}F(\beta)$ к $\frac{1}{\beta}F(\beta) = 2(6\ln 2 - 1) + 4\ln\frac{1}{\beta}$?

В вузе [newPRB] m_y - как функ. компоненту $\vec{m}$ invariant $\forall\theta_0$.

Здесь $m_y(\vec{\varphi}) = m_y(\varphi)$ и $\varphi \to y$, рассм. $m_y(y)$. my Pinning $\parallel Ox$, $\psi = 0$

А если задать $m_y(\varphi)$ по рассмотрен разрез $\parallel Ox$, $\frac{\partial}{\partial n} = \frac{\partial}{\partial x}$. Далее для ур-я 21/1: $-\psi M_s \frac{\partial m_y}{\partial n} - M_{sb} h_m^y + L m_y H_m^{0z'} = 0$. Надо $m_y(x)$, $H^{0z'}(x)$ тогда

$h_m^y(\varphi, \psi = 0) = h_m^\varphi(\varphi) = \int d\varphi' \varphi' m_x(\varphi)\left[g_{\varphi\varphi}\cos\varphi' - g_{\varphi\varphi}\sin\varphi'\right] + \int d\varphi' \varphi' m_y(\varphi)\left[g_{\varphi\varphi}\sin\varphi' + g_{\varphi\varphi}\cos\varphi'\right]$

$= \left|\begin{array}{l}\text{инт. с } \sin\varphi' \neq 0 \text{ для } \varphi\varphi, \varphi\varphi \\ \text{инт. с } \cos\varphi' \neq 0 \text{ для } \varphi\varphi, \varphi\varphi\end{array}\right| = \int d\varphi' \varphi' \left[g_{\varphi\varphi}\cos\varphi' - g_{\varphi\varphi}\sin\varphi'\right] m_x(\varphi) -$

- а где нам m_x - в гр. в.с. для m_y? Применяется m_x, m_y систему решать.

$m_x = m_{x'}\cos\theta_0 + m_{z'}\sin\theta_0 = m_{x'}\cos\theta_0$, $\vec{m} = (0, m_{y'}, m_{x'})$

$m_z = m_{z'}\cos\theta_0 - m_{x'}\sin\theta_0 = -m_{x'}\sin\theta_0$.

$h_m^y = \int d\varphi' \varphi' \left[G_{yx} m_x + G_{yy} m_y + G_{yz} m_z\right] = \left|\int dz\, G_{yz} = 0\right| \to$ сводится к 21/1.

Это можно как 17/1 $\int \frac{d\varphi}{2\pi} h_m^y(\varphi,\varphi) = \langle h_m^y(\varphi,\varphi)\rangle \sim m_y(\varphi)$ и гр. усл. eqs. Замкнуто.

Усреднее по φ $h_m^y(\varphi) = \int d\varphi'\varphi' \Pi(\varphi,\varphi') m_y(\varphi')$, $\Pi(\varphi\varphi') = -2\pi \int dt\, tf(\rho t) J_0(\varphi t) J_0(\varphi' t)$

$H_m^{0z'} = H_m^{0z}\cos\theta_0 + H_m^{0x}\sin\theta_0$. $H_m^{0z}(\vec{\varphi}) = N_{zz}(\vec{\varphi}) M_z$, $H_m^{0x}(\vec{\varphi}) = N_{xx}(\vec{\varphi}) M_x$.

$N_{dd}(\vec{\varphi}) = -\int d^2\vec{\varphi}'\, G_{dd}(\vec{\varphi}, \vec{\varphi}')$, $d = x, z$.

(14/9) Может попробовать pinning для $m_x(x)$ из второй прошлой в.с. torque на $x'y'$?

Добавил на все Referees comments, внес changes to the text (см. гр. разрез и гр. Introduction) и послал все to Gleb. См. в Word и "Lidl"..."S. Amaro".

Escaneado con CamScanner

15/IV Почта. Revised APL SW in F/N/F dots и послал ее в Фархад.

16/IV Lett. Атанаска тел. обсужд. APL-MS с Фархад (убрать $p_1p_2=-1$ case, сократить рост тем в 17 Cu (1mm)/F по сравн. с d=20 mm из-за ум. W_{int}^{dir} при $c_1c_2=-1$). Сократить количество страниц благодарности свои и послал revised cover lett. to Фархад.

Что мне с собой в Киев: 1) мою и пор. налог. декларации за 2009-2012; 2) Certificates of Residence (мои, П., А.) и мои сем. Employment letters to Мелкон и Челва; 3) Invit. 4) подпис. мной заявление на выдачу налог. справки. 5) номер налог. инспекции и Постановл. Кав. Мін. України.

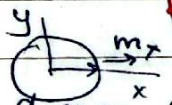
Лоре попар. заверить: (1) отказ нат. преимущ. моей малы ко мне; (2) попар. сору свид. смерти мамы Лоре; (3) отказ нат. преимущ. Инол. П. к Лоре (Optional) (4) попар сору свид. смерти П. мамы (optional, если Лизе оформ. Лра) (5) отказ нат. преимущ. Лоре ко мне; (6) Лора разреш. ПМЖ Антону с мной (7) свид. о рожд. К., Лоре, Антона; (8) свид. о браке А. и К.

Лоре перевести (1) мою регид. справку; (2) Лор. регид. справку (optional) (3) Справку прописки всех членов сем. (optional)

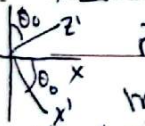
Лоре взять / заверить: (1) налог. справку на Кодо и т, если не выйдет, то на Лору 2)

I. с собой в Киев 1500$ и 55€. по плану обратно в Бильбао 17:50, 25 Apr.

17/IV Отлет на ком. Madrid 3-5 Apr. 2012. Отметы из MICINN грантов гостей: Окс. аванс Istanbul — 208,81 + 325,00 € из NSF-MICINN
моя ком. в les Houches — 937,01 + 500,00 € из NSF-MICINN
моя ком. в Paris — 688,46 € из Окс.-MICINN
покуп. Desktop comp. для Aiping — 600 € + 108 € IVA = 708 € из Окс - MICINN
Не нашел билетов Virginia (Madrid ⇄ S. Sek.) Jan. 2012 — оплата Interview trip.
Дал Ратхи на оплату отлет Madrid 3-5 Apr. 12. Ратхи вернул орг. на оплату Окс. деньги как невозможную.

FMR-pinning. Надо посчитать pinning $m_x(x)$ Pinning $m_{x'}(x)$ 

, т.к. намагн. $m_x \perp$ поверхности dot и есть $(\vec{m},\vec{n})$ - surface charge для $\vec{n}=\hat{x}$ вдоль Ox



$\vec{m}=(m_{x'},m_{y'},0)$, т.к. $Oz' \parallel \vec{M}_0$ — ось квантования. $m_{y'}=m_y$ 201/164
$m_{x'}$ дает $m_x=m_{x'}\cos\theta_0$ и $m_z=-m_{x'}\sin\theta_0$ — две $\vec{m}$-комп. в xyz.

$\nabla=\hat{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}+\hat{\varphi}\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\varphi}+\hat{z}\frac{\partial}{\partial z}=(\hat{x}\cos\varphi+\hat{y}\sin\varphi)\frac{\partial}{\partial\rho}+(-\hat{x}\sin\varphi+\hat{y}\cos\varphi)\frac{\partial}{\rho\partial\varphi}+\hat{z}\frac{\partial}{\partial z}$

$\nabla=\hat{x}\frac{\partial}{\partial x}+\hat{y}\frac{\partial}{\partial y}=(\hat{\rho}\cos\varphi-\hat{\varphi}\sin\varphi)\frac{\partial}{\partial x}+(\hat{\rho}\sin\varphi+\hat{\varphi}\cos\varphi)\frac{\partial}{\partial y}=\hat{\rho}\left(\cos\varphi\frac{\partial}{\partial x}+\sin\varphi\frac{\partial}{\partial y}\right)+$
$+\hat{\varphi}\left(-\sin\varphi\frac{\partial}{\partial x}+\cos\varphi\frac{\partial}{\partial y}\right)$, $\frac{\partial}{\partial\rho}=\cos\varphi\frac{\partial}{\partial x}+\sin\varphi\frac{\partial}{\partial y}$, $\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\varphi}=-\sin\varphi\frac{\partial}{\partial x}+\cos\varphi\frac{\partial}{\partial y}$

$\frac{\partial}{\partial n}=\frac{\partial}{\partial\rho}=\cos\varphi\frac{\partial}{\partial x}+\sin\varphi\frac{\partial}{\partial y}$. Проекция в.с. на Ox': $-\frac{q}{L}\frac{\partial m_{y'}}{\partial n}-h_m^{y'}+m_{y'}H_m^{0z'}=0$

$\hat{y}'$: $q\frac{\partial m_{x'}}{\partial n}M_s+LM_s h_m^{x'}+L(-1)m_{x'}H_m^{0z'}=0$, $\frac{q}{L}\frac{\partial m_{x'}}{\partial n}+h_m^{x'}-m_{x'}H_m^{0z'}/M_s=0$

$\hat{z}'$: $m_{x'}H_m^{0y'}-m_{y'}H_m^{0x'}=(\vec{m}\times\vec{H}_m^0)_{z'}=0$.

$m_{x'}=m_x\cos\theta_0-m_z\sin\theta_0=m_x/\cos\theta_0$.
$m_{x'}=m_z(-1)/\sin\theta_0$. $m_z/m_x=-\operatorname{tg}\theta_0$

$h_m^{x'}=h_m^x\cos\theta_0-h_m^z\sin\theta_0$. $h_m^{x,z}(\vartheta,\varphi)$ надо брать при $\varphi=0$, если разрез $\parallel Ox$.

$h_m^x=\int d^2\vec{s}'\left[g_{xx}m_x+g_{xy}m_y\right]=h_m^{\rho}\cos\varphi-h_m^{\varphi}\sin\varphi\Big|_{\varphi=0}=h_m^{\rho}$, И/Е было $h_m^y=h_m^{\rho}|_{\varphi=\frac{\pi}{2}}$

Julio · Uztaila
Ostirala
Domingo · Igandea
Semana / Aste 29
Escaneado con CamScanner

Uztaila · Julio

23

Astelehena · Lunes

$h_m^x = h_m^s = \int d^2\vec{s}' \left[g_{ss} m_s + g_{s\varphi} m_\varphi + g_{sz} m_z \right] = \int d^2\vec{s}' \left[g_{ss} (m_x \cos\varphi' + m_y \sin\varphi') + \right.$

$\left. + g_{s\varphi} (-m_x \sin\varphi' + m_y \cos\varphi') \right] = \int d^2\vec{s}' \left[m_x \left(g_{ss}\cos\varphi' - g_{s\varphi}\sin\varphi' \right) + m_y \left(g_{ss}\sin\varphi' + g_{s\varphi}\cos\varphi' \right) \right]$

Снова считаем $m_{x,y} = m_{x,y}(s)$ и не зависим от φ, тогда

Инт. по φ': $\int_0^{2\pi} d\varphi' \, g_{d\beta} \sin\varphi' = \int d\varphi' \sum_\mu g_{\mu}^{d\beta} e^{i(\varphi-\varphi')} \sin\varphi' = \frac{\pi}{i} \left(g_1^{d\beta} e^{i\varphi} - g_{-1}^{d\beta} e^{-i\varphi} \right)_{\varphi=0} =$

$= \frac{\pi}{i} \left(g_1^{d\beta} - g_{-1}^{d\beta} \right) = \left| g_\mu^{dd} = + g_{-\mu}^{dd}, \; g_{-\mu}^{s\varphi,z\varphi} = - g_\mu^{s\varphi,z\varphi} \right| = \frac{\pi}{i} \begin{cases} 0, & d\beta = ss, z\varphi \\ 2 g_1^{d\beta}, & d\beta = s\varphi, zs \end{cases}$

$\int_0^{2\pi} d\varphi' \, g_{z\beta} \cos\varphi' = \int d\varphi \sum_\mu g_\mu^{d\beta} e^{i\mu(\varphi-\varphi')} \cos\varphi' = \pi \left(g_1 e^{i\varphi} + g_{-1} e^{-i\varphi} \right)_{\varphi=0} = \pi (g_1 + g_{-1}) = \begin{cases} 2 g_1^{ss}, & s\varphi \\ 0, & z\varphi, zs \end{cases}$

$h_m^x(s, \varphi=0) = \int ds' s' m_x(s') \left[2\pi g_1^{ss} - \frac{2\pi}{i} g_1^{s\varphi} \right] + \int ds' s' m_y(s') \left[0 + 0 \right] =$

$= 2\pi \int ds' s' m_x(s') \left[g_1^{ss} + i g_1^{s\varphi} \right] = 2\pi \int ds' s' m_x(s') (-2) \bar{g}(ss') = -4\pi \int ds' s' \bar{g}(ss') m_x(s')$

$\bar{g}(ss') = \frac{\partial}{\partial s} \int dk \, f(kL) J_1(ks) J_0(ks')$ — совп. с инт. 21/I.

$\rightarrow h_m^x(s, \varphi=0) = -4\pi \int ds' s' \bar{g}(s, s') m_x(s')$, $m_x = m_{x'} \cos\theta_0$.

Сом. 21/I даёт $h_m^x(s, \varphi=0) = -2\pi m_x(R) + O(\beta) m_x(R) + F(\beta) \left(\frac{\partial m_x}{\partial s} \right)_{s=R}$,

т.к. ядро $\bar{g}(s, s') \to 0$ при $s \to R-0$, что и в 21/I при расчёте $m_y(s, \varphi=\pi/2)$.

$h_m^x(s \to R-0, \varphi=0) = -2\pi m_x(R) + F(\beta) \frac{\partial m_x}{\partial s}\Big|_R$, $m_x = m_{x'} \cos\theta_0$ / ген. намагн.

$\frac{L}{L} \frac{\partial m_{x'}}{\partial n} + h_m^{x'} - m_{x'} H_m^{oz'} / M_s = 0$. $h_m^z(s, \varphi=0) = \int d^2\vec{s}' \left[g_{zx} m_x + g_{zy} m_y + \right.$

$\left. + g_{zz} m_z \right] = \int d^2\vec{s}' \, g_{zz} m_z(s')$. $\int_0^{2\pi} d\varphi' \, g_{zz}(s, \varphi') = \int_0^{2\pi} d\varphi' \, g_{zz}(\vec{s}, \vec{s}') =$

$= \int d\varphi' \sum_\mu g_\mu^{zz} e^{i\mu(\varphi-\varphi')} = \sum_\mu g_\mu^{zz} e^{i\mu\varphi} 2\pi (\delta_{\mu 0} + \delta_{\mu,-1}) = 2\pi \left(g_0^{zz} e^{i\varphi} + g_1^{zz} e^{-i\varphi} \right)_{\varphi=0} =$

$= 2\pi \left(g_0^{zz} + g_{-1}^{zz} \right) = 2\pi g_0^{zz}$. $G_{zz}(\vec{r}, \vec{r}') = -\frac{\partial^2}{\partial z \partial z'} \left[\frac{1}{L} \int \frac{dk}{k} f(kL) \right] =$

$= -\frac{\partial^2}{\partial z \partial z'} \int dk \, e^{-k|z-z'|} \sum_\mu J_\mu J_\mu(\cdot) e^{i\mu(\varphi-\varphi')}$, $g_{zz}(\vec{s}, \vec{s}') = \frac{1}{L} \int dz dz' \, G_{zz}(\vec{r}, \vec{r}') =$

$= -\frac{1}{L} \int dz \int dz' \frac{\partial}{\partial z} \frac{\partial}{\partial z'} \int dk \, e^{-k|z-z'|} \sum_\mu a_\mu = -\frac{1}{L} \int dz \frac{\partial}{\partial z} \int dk \sum_\mu a_\mu \, e^{-k|z-z'|}\Big|_0^L =$

$= -\frac{1}{L} \int dk \sum_\mu a_\mu \int dz \frac{\partial}{\partial z} \left[e^{-k|z-L|} - e^{-k|z|} \right] = -\frac{1}{L} \int dk \sum_\mu a_\mu \left[e^{0} - e^{-kL} - e^{-kL} + e^{0} \right] =$

$= -\frac{2}{L} \int dk \sum_\mu a_\mu (1 - e^{-kL})$, $g_{zz}(\vec{s}, \vec{s}') = -\frac{2}{L} \int dk \left[1 - e^{-kL} \right] \sum_\mu J_\mu J_\mu(\cdot) e^{i(\varphi-\varphi')\mu}$

$2\pi g_\mu^{zz} = -\frac{2}{L} \int dk \left(1 - e^{-kL} \right) J_\mu(ks) J_\mu(ks')$

$\int_0^{2\pi} d\varphi' \, g_{zz}(\vec{s}, \vec{s}') = 2\pi g_0^{zz} = -\frac{4\pi}{L} \int dk \left(1 - e^{-kL} \right) J_0(ks) J_0(ks')$

$\rightarrow h_m^{x'} = h_m^x \cos\theta_0 - h_m^z \sin\theta_0 = \left[-2\pi m_x + F(\beta) \frac{\partial m_x}{\partial s} \right]_R \cos\theta_0 -$

$- \sin\theta_0 \int d^2\vec{s}' \, g_{zz}(\vec{s}\vec{s}') m_z(s') = \left[-2\pi m_{x'} + F(\beta) \frac{\partial m_{x'}}{\partial s} \right] \cos^2\theta_0 - \sin\theta_0 \times$

$\times \int ds' s' \, m_z(s') \cdot 2\pi g_0^{zz} = \left| m_z = -m_{x'} \sin\theta_0 \right| = \left[-2\pi m_{x'} + F \frac{\partial m_{x'}}{\partial s} \right]_{s=R-0} \cos^2\theta_0 +$

$+ \sin^2\theta_0 \, 2\pi \int ds' s' \, g_0^{zz}(ss') m_{x'}(s')$, $g_0^{zz}(ss') \underset{L \to 0}{=} -\frac{2}{L} \int dk (1 - e^{-kL}) J_0 J_0(\cdot) = -2 \frac{1}{s} \delta(s - s')$

$h_m^z(s, \varphi=0) = h_m^z(s) = \int d^2\vec{s}' \, g_{zz}(\vec{s}\vec{s}') m_z(s') = 2\pi \int ds' s' \, g_0^{zz}(ss') m_z(s')$

Комп. может h_m^z при $s \to R$ h_m^z касательна к боковой границе и скачка

не испытывает $h_z(s \to R)$ непрерывна на бок. границе ядра.

но при $\beta \to 0$ это верно $\forall s$, не только $s \to R$

$h_m^z = 2\pi \int ds' s' \, m_z(s') g_0^{zz}(ss') \approx -4\pi m_z(s)_{s \to R} = +4\pi m_{x'} \sin\theta_0$, $m_z = -m_{x'} \sin\theta_0$

Escaneado con CamScanner

Escaneado con CamScanner

При $\rho \to R-0$: $h_{m'}^{x} = \left[-2\pi m_{x'} + F\frac{\partial m_{x'}}{\partial \rho}\right]\cos^2\theta_0 + 4\pi m_{x'}\sin^2\theta_0$ (julio Uztaila gaur bukatu)

$H_{m'}^{ox} \simeq H_0 \sin\theta_0 = N_{xx}(\rho\to R) M_S \sin^2\theta_0$ – ? верно ли? см. 27/I. Если $H_{m'}^{ox}(\rho)$ $H_{m'}^{ox}(x)$ – ?

$$\left[\frac{2\pi}{L}\frac{\partial m_{x'}}{\partial \rho} + \left[-2\pi m_{x'} + F\frac{\partial m_{x'}}{\partial \rho}\right]\cos^2\theta_0 + 4\pi m_{x'}\sin^2\theta_0 + m_{x'}N_{xx}\sin^2\theta_0 = 0\right.$$

$$\left.\left[\frac{2\pi}{L} + F\cos^2\theta_0\right]\frac{\partial m_{x'}}{\partial \rho} - \left[2\pi - N_{xx}\sin^2\theta_0 + 4\pi\sin^2\theta_0\right] m_{x'} = 0\right.$$

$$\Rightarrow d(\theta_0) = \frac{\left[2\pi\cos^2\theta_0 - N_{xx}\sin^2\theta_0 + 4\pi\sin^2\theta_0\right]}{\left[\frac{2\pi}{L} + F(\beta)\cos^2\theta_0\right]} \;??\quad N_{xx} = \frac{1}{2}(1-N_{zz}),\ \varphi=0$$

$N_{xx}(\rho\to 1-0) = 2\pi - \beta\left(\ln 8/\beta + 1/2\right)$, $2N_{xx}(\rho\to 1-0) = 4\pi - \left[2\pi - \beta(\dots)\right] =$

$= 2\pi + \beta\left(\ln 8/\beta + 1/2\right)$, $N_{xx}(\rho\to 1-0) = \pi + \frac{\beta}{2}\left(\ln\frac{8}{\beta} + \frac{1}{2}\right)$.

Ранее было для $m_{y'}$-pinning: $d(\theta_0) \sim \left[2\pi - N_{xx}\sin^2\theta_0\right]$, $\frac{d(0)}{d(\pi/2)} = \frac{2\pi}{2\pi - \pi - \frac{\beta}{2}(\dots)} =$

$\simeq 2\left[1 + \frac{\beta}{2\pi}\left(\ln\frac{8}{\beta} + \frac{1}{2}\right)\right]$, что дало $\frac{d(0)}{d(\pi/2)} = 2{,}17$ при $\beta = 0.1$.

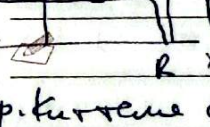
$\frac{\beta}{2\pi}\left(\ln\frac{8}{\beta} + \frac{1}{2}\right) = \frac{0.1}{2\pi}\left[\ln 80 + 1/2\right] = 0{,}0777$. Уточн. $\Rightarrow \simeq 0.16$, т.е. $\frac{d(0)}{d(\pi/2)} \simeq 2{,}16$.

$m_{x'}$ – $d(\theta_0)$ при $\theta_0 = 0$ $d(0) = \frac{2\pi}{\left[\frac{2\pi}{L} + F\right]}$ – похоже верен. $d(\pi/2) = -\frac{(4\pi + N_{xx})}{\left(\frac{2\pi}{L}\right)}$ –

– сильно зависит (нет, ведь $F<0$ и $|F| \gg 2\pi/L$) и $|d(\pi/2)| = \frac{LR}{Le^2}(4\pi + N_{xx}) \gg 1$

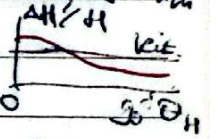
(18/IV) Беседа с Julian: 1) согласен принять Unai (Окс. чувствует) на postdoc position if he will win; 2) обещал узнать про возможные PhD stipends в the Basque Country/UAV для т. Verdun; 3) заполнили вчера Invitation letters for Melkor and Verba. 4) обещал помочь получить доступ к JSM-papers. Письма to Unai, Verduci, Oksana? Звонил Окс. Ч. и поре.

Pinning-FMR: обсужд. с Глебом и revision of the MS. PRB. FMR-pinning

Видимо pinning (on r.) $m_y(x)$ велик, т.к. 

profile к/рые обрывается при $|x| \to R$. Но это значение не имеет, т.к. $m_y(x)$ почти uniform по долу и ф. Киттеля со средним $\langle N_{dd}\rangle$ хорошо работает при L/R достаточно малом, $L/R \lesssim 0.1$.

Я считал pinning $m_y(y)$, он сравнительно мал, падает с $\theta_0\uparrow$, и загрязнение загибается total pinning.

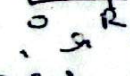
Был построен отклонение от Kittel eq. для $2R = 250$ нм, 500 1500 нм ($L = 40$ нм) – exp. Действительно, отклон. тем больше чем $\frac{1}{R}\uparrow$ 

Для $2R = 250$ нм – dot отклонение (для $\theta_H \simeq 30°$) достигало ~10%.

Merge $N_{xx}(\beta) = 2\beta\left[\ln\frac{8}{\beta} - 1/2\right]$ работает с точн. 1% вплоть до $\beta = 0{,}5$. Agree JAP-MPD-FMR

FMR-pin.

(19/IV) Обсужд. FMR pinning paper с Arantxa. Попытался построить контур. линии $m_y(\rho,\varphi) = \text{const}$ для $\theta_H = 0, \dots, 90°$ и $m_y(x)$. 205/160

Simulated $m_y(x)$ 

хотя и дает strong pinning at $\rho = R$, но далек от uniform

, я ожидал. Включил JAP-MPD proof и послал Окс. corrections of R eqs и F/N/F-APL paper с Ларкиным (MS submitted)

Если усреднить $m_y(\rho,\varphi)$ по φ, то получим $\bar{F}(\beta=0.1) = -0.223$, $d(0) = 29.89$, $d(90°) = 13.77$ с сохранением $d(0)/d(\pi/2) = 2.17$.

Пусть (тривиал. PRB'ов): $m_y(\rho,\varphi) = m(0)\left[J_0(k\rho) - a\sin\theta_0 J_2(k\rho)\cos 2\varphi\right]$. Max asymmetry at assymmetry для $\theta_0 = \pi/2$. $m_y(\rho,\pi/2) - m_y(\rho,0) = 2a\,m(0)\,J_2(k\rho)$. Из Arantxa's

Simulations bugno $\frac{m_y(\pi/2)-m_y(0)}{m_y(\pi/2)} = \frac{48-31}{48} = \frac{17}{48} = 0{,}354$

Uztaila · July

Ez da ikusten ① θ_0 no polosem Zuma $\frac{s}{a} = \frac{173\pi - 125}{156 \cdot 175} = \frac{48}{31} = 1{,}548$

25

$$\frac{m_y(s,\pi/2)-m_y(s,0)}{m_y(s,\pi/2)} = \frac{2a\,J_2(ks)}{[J_0(ks)+a\,J_2(ks)]}$$

Asteazkena · Miércoles

k и β ant. $R\frac{\partial m_y}{\partial s} + d\,m_y\big|_R = 0$ и $d \approx 5$ для $\theta_0 = \pi/2$.

$m_y(s,\varphi) = m(0)\left[J_0(ks) - a\sin\theta_0 J_2(ks)\cos 2\varphi\right]$. $m_y(s,\frac{\pi}{2}) = m(0)\left[J_0(ks)+a\,J_2(ks)\right]_{\theta_0=\pi/2}$.

Можно вычислить $\omega_{FMR} = F\left[m_y(\vec{s},a), m_z(\vec{s},a)\right] = f(a)$ и определить a из совп. ω_{FMR} с ω_{FMR}^{exp}. $J_2(ks) = \frac{1}{8}(ks)^2 = \left|\, s/R \le 1\right.$. $m_y(s,0) = m(0)\left[J_0 - a\,J_2\right]$

$m_y(\pi/2) + m_y(0) = m(0)\left[J_0 + a\,J_2 + J_0 - a\,J_2\right] = m(0)\,2J_0(ks)$

Through Эшпе - сечение $m_y(s,\varphi) = \text{const}$ задается $s(\varphi) = b + (a-b)\cos\varphi$.

Средн. радиус $s_c = \frac{1}{2}(a+b) = \frac{1}{2}(48+31) = 79/2 = 39{,}5 \approx 40$.

$s_c/R = 39{,}5/125 = 0.316$. Finite d означает $k = d_1/R$ и $d_1 < 2.40$, $J_0(ks)$

$ks = d_1\frac{s}{R} = d_1 s_c/R = 0.316\,d_1 < 0.76$, $\Rightarrow J_2(ks) = \frac{1}{8}(ks)^2 < 0{,}072$.

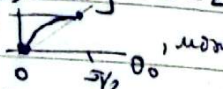
тогда как $J_0(ks_c) \approx J_0(2{,}40\cdot 0.316) = J_0(0.76) \approx 0.9$.

Поэтому $\frac{m_y(s,\pi/2)-m_y(s,0)}{m_y(s,\pi/2)} \approx 2a\frac{J_2(ks)}{J_0(ks)} \approx 2a\frac{0{,}072}{0.9}$, оценка $a = \frac{0.9}{2\cdot 0{,}072}\cdot 0{,}354 \approx 2{,}2$

Исходя из Simulations Brantxa оценим $a \approx 2.2$ в $m_y(s,\varphi)$.

Note that Zivieri PRB'06 gaer $a = 2$ в trial function $m_y(s,\varphi)$.

Хорошее согласие $m_y(s,\varphi) = m(0)\left[J_0(ks) - a\sin\theta_0 J_2(ks)\cos 2\varphi\right]$ и $a = 2$.

Вместо $\sin\theta_0$, можно $f(\theta_0)$ с $f(0)=0$ и $f(\pi/2)=1$. 

Дип. $h_m(s,\pi/2) = -4\pi\int ds's'\,\bar{g}(s,s')m_y(s') = -2\pi m_y(R) - 4\pi\int ds's'\bar{g}(R,s')(s'-R)\left(\frac{\partial m_y}{\partial s}\right)_R$

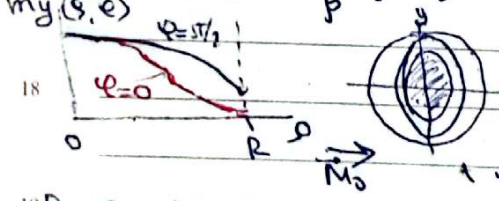
Volume charge ↑ $F(\beta) = -4\pi\int ds's'\,\bar{g}(R,s')(s'-R)$ и использ. при выводе d(0) pinning 28/I.

28/I Предполагали $m_y(\vec{s}') = m_y(s')$ не зависит от φ' под знаком $\int d\vec{s}'$ при выводе dyn. dipolar field $h_m^y(\vec{s})$.

Если считать $m_y = m_y(s)$, то (17/I) $\langle h_m^y(s,\varphi)\rangle_\varphi = -2\pi\int ds's'\,m_y(s')\int dk\,k f(k) J_0(ks)$

Интересно, что $\langle h_m(s\varphi)\rangle_\varphi = -2\pi m_y(s) - \pi\int_0^R ds's'\,m_y(s')\,g_0^{zz}(s,s')$,

$g_0^{zz}(s,s') = -\frac{2}{\beta}\int dk\left[1-e^{-\beta k}\right]J_0(ks)J_0(ks') = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} d\varphi'\,g_{zz}(\vec{s},\vec{s}')$



- если верить Brantxa's Simulations.

× $m_y(y)$ - надо медленно с $y\uparrow$ и pinning от ног. мы $s=R$

$m_y(x)$ с удалением от $s=0$ надо быстро и $m_y(x=R)\times$

т.е. мы $\varphi=0$ pinning велик, $m_y(0)/m_y(R) \times 10$ мы $\varphi=0$

В Gus'JAP'00 есть $H_m^{0s}(s\varphi)$, $H_m^{0\varphi}(s,\varphi)$ для $\vec{M}_0 = M_s\hat{y}$. $H_m^{0y} = H_m^{0s}\sin\varphi + H_m^{0\varphi}\cos\varphi$

$\left(-\frac{1}{4\pi M_s}\right)H_m^{0y}(s,\varphi) = \sin^2\varphi\int dk\,f(\beta k)J_0(ks)J_1(k) + \cos 2\varphi\int dk f(\beta k)\frac{J_1(ks)}{ks}J_1(k)$ - совп. с Zivieri PRB 206/159

$H_m^{0y}(\vec{s}) = -M_s N_{yy}(\vec{s})$, $\frac{1}{4\pi}N_{yy}(\vec{s}) = \sin^2\varphi\int dk f J_0(ks)J_1 + \cos 2\varphi\int dk f\frac{J_1(ks)}{ks}J_1$

У меня $\vec{M}_0 \parallel Oz'$, но надо $N_{xx}(s)$. Замена $\varphi \to \varphi \pm \frac{\pi}{2}$.

$\frac{1}{4\pi}N_{xy}(s,\varphi) = \cos^2\varphi\int dk f J_0(ks)J_1(k) - \cos 2\varphi\int dk f\frac{J_1(ks)}{ks}J_1(k)$.

$\langle N_{xx}(s,\varphi)\rangle_\varphi = 2\pi\int dk\,f(\beta k)J_0(ks)J_1(k)$, сравн. с $N_{xx}(s) = \frac{1}{2}\left[4\pi - N_{zz}(s)\right]$ - ферромагнетик

с учетом $\int_0^\infty dt\,J_0(ts)J_1(t) = \begin{cases} 1, & s<1 \\ 1/2, & s=1 \end{cases}$. Имеем $N_{xx}(s) = \langle N_{xx}(s')\rangle_{\varphi'}$ сферы $\int_0^{2\pi}\frac{d\varphi'}{2\pi}$

$\frac{L^2}{L}\frac{\partial m_y}{\partial n} + h_m^y(s,\varphi) - m_y H_m^{0z'}(\vec{s}')/M_s = 0$ можно сразу при $\varphi = \pi/2, 0$ или

Escaneado con CamScanner

Ск. расчет priming использ. $\varphi=\pi/2$ в $h^y_m(\vec\rho,\varphi)$, $m_y(\rho)$, но $\langle N_{xx}(\vec\rho)\rangle_\varphi$.

$H^{ox'}_m(\vec\rho) = H^{ox}_m \sin\theta_0 + H^{oz}_m \cos\theta_0 = |$только H^{ox}_m имеет surface Bragg$|$ при $\varphi=\frac{\pi}{2}, \rho=y| =$

$= H^{ox}_m \sin\theta_0 = \int N_{xx}(\vec\rho)\, M_0^x \sin\theta_0 = -N_{xx}(\vec\rho) M_s \sin 2\theta_0$.

$H^{ox'}_m(\vec\rho) = -N_{xx}(\vec\rho) M_s \sin 2\theta_0$. Агентха показала $H^{ox}_m(\rho,\frac{\pi}{2}) = H^{ox}_m(y)$ — крутые фронты $\to$ y при $|y|\to R$. Я знаю $N_{xx}(\vec\rho)\to\langle N_{xx}(\vec\rho)\rangle_\varphi = N_{xx}(\rho)$ а здесь взял $N_{xx}(\rho=y)=N_{xx}(y)$.

$H^{oz}_m(\vec\rho) = \int d^2\vec\rho'\,[G_{zx}M_x + G_{zy}M_y + G_{zz}M_z] = |\vec M = \vec M_0 = M_s\hat x| =$

$= M_s \int d^2\vec\rho'\, g_{zx}(\vec\rho,\vec\rho') = 0$ при $\int dz(\cdot)$. $H^{oz}_m(\vec\rho)$ я выбросил обоснованно. Но заменив $N_{xx}(\vec\rho)\to N_{xx}(\rho)=\langle N_{xx}\rangle_\varphi$, либо $\varphi=\pi/2$ в $h^y_m(\rho,\varphi)$ и $m_y(\rho\varphi)H^{oz'}_m(\rho,\varphi)$ сначала, либо сразу $\int\frac{d\varphi}{2\pi}(\cdots)$ — все члены. Т.е. оба расчета $\varphi=\pi/2$ (21/I) и усредн. по φ (17/I) надо переделать. $m_y(x)$, $\varphi=0$ case (13/IV) также переделать.

Но M_0 имеет θ_0 и $H^{oz}_m=0$ из-за задания $\varphi=\pi/2$ и $\rho=R$ — нелинейно, ≈но связ. с $\sin\theta_0$.

Выбор: брать $m_y(\rho)$ как раньше, или $m_y(\rho,\varphi)=m(0)[J_0(k\rho)-a\sin\theta_0 J_2(k\rho)]$ — more realistic. $\cos 2\varphi$

$|m_y(\vec\rho)=m_0(\rho)+m_1(\rho)\cos 2\varphi$

1) $\varphi=\pi/2$, разрез $m_y(\rho,\varphi)$ вдоль $Oy\perp\vec M_0$

B.c. (x) $\frac{Le^2}{L}\frac{\partial m_y(\vec\rho)}{\partial n} + h^y_m(\vec\rho) + m_y(\vec\rho)N_{xx}(\vec\rho)\sin^2\theta_0 = 0\,|_{\rho=R}$, $\frac{\partial}{\partial n}=\frac{\partial}{\partial\rho}$

Пусть $m_y=m_y(\rho)$, что верно хотя и при малых θ_0. Если ещё $H^{oy}\neq 0$ но в гр.усл. m не входит.

$h^y_m(\rho,\pi/2) = -2\pi m_y(R) + F(\beta)\frac{\partial m_y}{\partial\rho}|_R$. $N_{xx}(\rho,\pi/2) = 4\pi\int dk f(k\beta)\frac{J_1(k\rho)}{k\rho}J_1(k)$

$N_{xx}(\rho=R,\varphi=\pi/2) = 4\pi\int\frac{dk}{k}f(k\beta)J_1^2(k) = \langle N_{xx}(\vec\rho)\rangle_S$ — вот так да.

Ведь $\langle N_{xx}(\vec\rho)\rangle_S = \frac{1}{\pi}\int d\rho\rho\int d\varphi N_{xx}(\rho,\varphi) = 4\pi\int d\rho\rho\int dk f(k\rho)J_0(k\rho)J_1(k) =$

$= 4\pi\int\frac{dk}{k}f(\beta k)J_1^2(k)$, $\beta\ll 1$.

$\frac{1}{4\pi}N_{xx}(\vec\rho) + \frac{1}{4\pi}N_{yy}(\vec\rho) = \int dk f J_0(k\rho)J_1(k) = \int dk\left[1-\frac{1}{\beta k}(1-e^{-\beta k})\right]J_0(k\rho)J_1(k) =$

$= 1\cdot\begin{pmatrix}\rho<1\\ 1/2,\rho=1\end{pmatrix} - \frac{1}{\beta}\int\frac{dk}{k}(1-e^{-\beta k})J_0(k\rho)J_1(k) = 1\times\begin{pmatrix}1,\rho<1\\ 1/2,\rho=1\end{pmatrix} - \frac{1}{4\pi}N_{zz}(\rho)$

Def. $\sum_d G_{dd}(\vec\rho,\vec\rho') = -4\pi\delta(\vec\rho-\vec\rho')$, $\sum_d\int d^2\vec\rho'\, g_{dd}(\vec\rho,\vec\rho') = -4\pi\int d^2\vec\rho'\frac{1}{\rho'}\delta(\rho-\rho')\delta(\varphi-\varphi')$

$\int_0^{2\pi}d\varphi'\delta(\varphi-\varphi') = 1$. $\int_0^1 d^2\vec\rho'\frac{1}{\rho'}\delta(\rho-\rho') = \int_0^1 d\rho'\delta(\rho'-\rho) = 1\times\begin{pmatrix}1,\rho<1\\ 1/2,\rho=1\end{pmatrix}$.

Def. $N_{dd}(\vec\rho) = -\int d^2\vec\rho'\, g_{dd}(\vec\rho,\vec\rho')$, $\Rightarrow \sum_d N_{dd}(\vec\rho) = 4\pi\times\begin{pmatrix}1,\rho<1\\ 1/2,\rho=1\end{pmatrix}$,

если считать $\int_0^1 d\rho'\delta(\rho'-\rho) = \frac{1}{2}f(\rho) = 1/2$ при $\rho=1$.

Если $N_{xx}(\rho) = \langle N_{xx}(\vec\rho)\rangle_\varphi = 2\pi\int dk f(\beta k)J_0(k\rho)J_1(k)$, то $N_{xx}(\rho=1)=\pi+$ и $N_{xx}(1)$ хорошо согл. с $d(0)/d(\pi/2)$ - Sim. by Agentxa где $m_y(y)$. $+\beta/2\left(\ln\frac{8}{\beta}+\frac{1}{2}\right)$

2) $\varphi=0$, $m_y(\vec\rho)=m_y(\rho)$. Сохр. (IV) $h^y_m(\rho,\varphi=0)\sim m_x$ и смешивается m_y 202/139 в B.cond!

3) Усредн. (x) по φ, считая $m_y(\vec\rho)=m_y(\rho)$. $\langle h^y_m(\vec\rho)\rangle_\varphi = -2\pi\int d\rho\rho m_y(\rho')\int dk k\int J_0 J_0$

$\langle N_{xx}(\vec\rho)\rangle_\varphi = 2\pi\int dk f(\beta k)J_0(k\rho)J_1(k) \to N_{xx}(\rho=1) = \langle N_{xx}(1,\varphi)\rangle_\varphi = \pi + \frac{\beta}{2}\left(\ln\frac{2}{\beta}+\frac{1}{2}\right)$

$\frac{Le^2}{L}\frac{\partial m_y}{\partial n} - 2\pi m_y(R) + \bar F(\beta)\frac{\partial m_y}{\partial n} + m_y(R)\sin^2\theta_0 N_{xx}(\rho=1) = 0$

$d(\theta_0) = \frac{[2\pi - N_{xx}(1)\sin^2\theta_0]}{\frac{1}{R^2}\frac{Le^2}{\beta} + \bar F(\beta)}$, $\bar F(\beta) = \int d\rho\rho\,\hat g(\rho=1,\rho')(\rho'-1)$, $\hat g(\rho\rho') = -2\pi\int dk k\int J_0(k\rho)J_0(\cdot)$

Также $F(0.1) = -0.223$ и $d(0)=29{,}89$, $d(\pi/2)=13.77$ с сохран. $d(0)/d(\pi/2)=2.17$ — сильно хуже.

Escaneado con CamScanner

Pinning

27

Julio

Osurtala · Viernes

Multi-poles

Larunbata · Sábado

Domingo · Igandea

Escaneado con CamScanner

$-i\rho_n^\delta |G| \dot{S}_n^\delta = x_n S_n^\delta - \frac{1}{2}(\cdot) \sum_{Ln'\delta'} \frac{1}{d_{n\delta n'\delta'}^{L+1}} P_L \left[(L-1) S_{n'}^{\delta'} - (L+1) S_{n'}^{\delta'} (R_{nn'}^{\delta\delta'})^2 \right]$

$\delta = 1,2$ — направление вектора

$S_n^\delta(t) = S_n^\delta e^{i\omega t}$ $\quad \frac{1}{R^2} \frac{1}{|G|}(\cdot) = 2\omega_M \beta$. $\quad x_n/|G| = \omega_0$ — одинак. для всех n, R, L и т.д.

$-i\rho_n^\delta \dot{S}_n^\delta = \pm \omega_0 S_n^\delta - \beta\omega_M \sum_{n'\delta'} \left[\mathcal{J}_1(d_{nn'}^{\delta\delta'}) S_{n'}^{\delta'} - \mathcal{J}_2(d_{nn'}^{\delta\delta'}) \bar{S}_{n'}^{\delta'} \right]$

$\mathcal{J}_1(d_{nn'}^{\delta\delta'}) = \sum_L \frac{P_L(L-1)}{d_{n\delta n'\delta'}^{L+1}}$, $\mathcal{J}_2(d_{nn'}^{\delta\delta'}) = \sum_L \frac{P_L(L+1)}{d_{nn'\delta\delta'}^{L+1}} (R_{nn'}^{\delta\delta'})^2$ — обозначения. 11/IV

Lunes · Astelehena

Здесь $n=n'$ ($R_{nn'}=0$) не допускается, но $\delta=\delta'$ — возможные т.к. v.coz coordinate S_n^δ взаимод. с $S_{n'}^{\delta'}$ других атомов, с $\delta'=1,2$.

$\sum_{\delta'} I_{\delta\delta'} = I_{\delta 1} + I_{\delta 2}$, $\delta = 1,2$.

$-i\rho_n^\delta \dot{S}_n^\delta = \omega_0 S_n^\delta - \beta\omega_M \sum_{n'} \left[\mathcal{J}_1(d_{nn'}^{\delta 1}) S_{n'}^1 - \mathcal{J}_2(d_{nn'}^{\delta 1}) \bar{S}_{n'}^1 \right] - \beta\omega_M \sum_{n'} \left[\mathcal{J}_1(d_{nn'}^{\delta 2}) S_{n'}^2 - \mathcal{J}_2(d_{nn'}^{\delta 2}) \bar{S}_{n'}^2 \right]$

Если $\delta=1$, $\mathcal{J}_1(d_{nn'}^{\delta 1})\ \mathcal{J}_2(d_{nn'}^{\delta 1})$ — внутр. interaction со своей ($\delta=1$) подрешеткой, а $\mathcal{J}_{1,2}(d_{nn'}^{\delta 2})$ с другой, ($\delta=2$) подреш.

$$\begin{cases} -i\dot{S}_n^1 = \omega_0 S_n^1 - \beta\omega_M \sum_{n'\delta'} \left[\mathcal{J}_1(d_{nn'}^{1\delta'}) S_{n'}^{\delta'} - \mathcal{J}_2(d_{nn'}^{1\delta'}) \bar{S}_{n'}^{\delta'} \right], \ \rho_n^1 = +1 \\ i\dot{S}_n^2 = \omega_0 S_n^2 - \beta\omega_M \sum_{n'\delta'} \left[\mathcal{J}_1(d_{nn'}^{2\delta'}) S_{n'}^{\delta'} - \mathcal{J}_2(d_{nn'}^{2\delta'}) \bar{S}_{n'}^{\delta'} \right], \ \rho_n^2 = -1. \end{cases}$$

Нетождественные $\mathcal{J}_{1,2}(d_{nn'}^{11}) = \mathcal{J}_{1,2}(d_{nn'}^{22}) = \mathcal{J}_{1,2}^{(1)}(nn')$, т.к. 1 и 2-я подрешетки одинаковые только nn' — другие.

$\mathcal{J}_{1,2}(d_{nn'}^{12}) = \mathcal{J}_{1,2}(d_{nn'}^{21}) = \mathcal{J}_{1,2}^{(2)}(nn')$ — $n \in$ 1подреш., $n' \in$ 2ой подреш.

FMR: $\sum_{n'\delta'} [\dots]_{\delta=1} = \sum_{\delta'} S^{\delta'} \sum_{n'} \mathcal{J}_1(d_{nn'}^{1\delta'}) - \sum_{\delta'} \bar{S}^{\delta'} \sum_{n'} \mathcal{J}_2(d_{nn'}^{1\delta'}) =$

$= S^1 \sum_{n'} \mathcal{J}_1(d_{nn'}^{11}) + S^2 \sum_{n'} \mathcal{J}_1(d_{nn'}^{12}) - \bar{S}^1 \sum_{n'} \mathcal{J}_2(d_{nn'}^{11}) - \bar{S}^2 \sum_{n'} \mathcal{J}_2(d_{nn'}^{12})$

$(L-1)a + (L+1)b = (L-1)(\vec{S}_n \vec{S}_{n'}) + (L+1)\left[(\vec{S}_n \vec{S}_{n'}) - 2(\vec{S}_n \vec{R}_{nn'})(\vec{S}_{n'} \vec{R}_{nn'}) \right] =$

$= 2L(\vec{S}_n \vec{S}_{n'}) - 2(L+1)(\vec{S}_n \vec{R}_{nn'})(\vec{S}_{n'} \vec{R}_{nn'}) \rightarrow$ дает $\mathcal{H}_{int}(\vec{S})$ как выше

Теперь же $\sum_{nn'} \frac{1}{d_{nn'}^{L+1}} \left[(L-1) a_{nn'} + (L+1) b_{nn'} \right]$, а $\sum_{n\delta n'\delta'} (\dots)$.

$b_{nn'}$ $\sum_{nn'\delta\delta'} \frac{1}{d_{n\delta n'\delta'}^{L+1}} b_{nn'\delta\delta'} = \sum_{n\delta n'\delta'} \frac{1}{d_{n\delta n'\delta'}^{L+1}} \left[(\vec{S}_n^\delta \vec{S}_{n'}^{\delta'}) - 2(\vec{S}_n^\delta \vec{R}_{nn'}^{\delta\delta'})(\vec{S}_n^{\delta'} \vec{R}_{nn'}^{\delta\delta'}) \right] =$

$=$ | все суммы с $\delta=\delta'$ будут $=0$ т.к. это суммир. по экв. квадр. реш. с $a = \sqrt{2}d$ | $=$

$= \sum_{n\delta n'\delta'}^{\delta\neq\delta'} \frac{1}{d_{n\delta n'\delta'}^{L+1}} b_{n\delta n'\delta'}$, $\left[\vec{S}^\delta \vec{S}^{\delta'} - 2(\vec{S}^\delta \vec{R}_{nn'}^{\delta\delta'})(\vec{S}^{\delta'} \vec{R}_{nn'}^{\delta\delta'}) \right] =$

$= \cos(\varphi_{S^\delta} - \varphi_{S^{\delta'}}) - (\cdot)(\cdot) = -|S^\delta||S^{\delta'}| \cos\left(\varphi_{S^\delta} + \varphi_{S^{\delta'}} - 2\varphi_{\vec{R}_{nn'}^{\delta\delta'}} \right) =$

$= -|S^\delta||S^{\delta'}| \left[\cos(\varphi_{S^\delta} + \varphi_{S^{\delta'}}) \cos 2\varphi_{\vec{R}_{nn'}^{\delta\delta'}} + \sin(\varphi_{S^\delta} + \varphi_{S^{\delta'}}) \sin 2\varphi_{\vec{R}_{nn'}^{\delta\delta'}} \right]$

$\vec{R}_{nn'}^{\delta\delta'} = (\vec{R}_n^\delta - \vec{R}_{n'}^{\delta'})/|\vec{R}_{nn'}^{\delta\delta'}| \rightarrow \vec{R}_{n'}^{\delta\delta'}$ — ед. вектор. Если в $b_{nn'\delta\delta'}$ $\delta=\delta'$ то $\sum_{n\delta n'\delta'} \frac{1}{d_{n\delta n\delta}^{L+1}} b_{n\delta n'\delta'} = 0$ из-за φ_{S^δ} — один. $\sum_{nn'} \cos 2\varphi_{R_{nn'}}, \sin 2\varphi_{R_{nn'}} \neq 0$. 11/154

т.е., в $(L-1)a + (L+1)b$ надо учит. $b_{nn'\delta\delta'}$ с $\delta \neq \delta'$ только.

$\mathcal{J}_2(d_{nn'}^{\delta\delta'}) = \sum_L \frac{P_L(L+1)}{d_{nn'\delta\delta'}^{L+1}} (\hat{R}_{nn'}^{\delta\delta'})^2 \neq 0$ только, если $\delta \neq \delta'$

и $(R_n^{\delta\delta'})^2 = (X_n^{\delta\delta'})^2 - (Y_n^{\delta\delta'})^2 + 2i X_n^{\delta\delta'} Y_n^{\delta\delta'}$ зависит. Нужна $R_{nn'}^{\delta\delta'}$ обычн. квадрат. реш. или $\sum_n (\cdot)$ кв. реш.

FMR: $-i\dot{S}_n^1 = \omega_0 S_n^1 - \beta\omega_M \left[S^1 \sum_{n'} \mathcal{J}_1(d_{nn'}^{11}) + S^2 \sum_{n'} \mathcal{J}_1(d_{nn'}^{12}) - \bar{S}^2 \sum_{n'} \mathcal{J}_2(d_{nn'}^{12}) \right]$

$i\dot{S}^2 = \omega_0 S^2 - \beta\omega_M \left[S^1 \sum_{n'} \mathcal{J}_1(d_{nn'}^{21}) + S^2 \sum_{n'} \mathcal{J}_1(d_{nn'}^{22}) - \bar{S}^1 \sum_{n'} \mathcal{J}_2(d_{nn'}^{21}) \right]$

Semana · Astelehena 11

Escaneado con CamScanner

Uztiala. Julio

31

Astegarteau. Mario

Escaneado con CamScanner

$\omega_{CB}^2 = (\omega_0 - \lambda_{CB})^2 - \lambda'^2_{CB}$, CB - chessboard. Видно $\omega_p = \omega_0 - \lambda_p$, p - pa

$\lambda_p = \lambda_{CB} + \lambda'_{CB}$. $\omega^2_{CB} = (\omega_p + \lambda'_{CB})^2 - \lambda'^2_{CB} = \omega_p(\omega_p + 2\lambda'_{CB})$.

т.е. $\omega^2_{CB} < \omega_p^2$, только если $\lambda'_{CB} < 0$. $\omega^2_{CB} - \omega_p^2 = 2\lambda'_{CB}\omega_p$

$\lambda'_{CB} = \frac{1}{2}\sum_n J_1(d_n)[1 - (-1)^{n_1+n_2}]$, $J_1(d_n) = \sum_L \frac{(L-1)P_L}{d_n^{L+1}}$. $P_L = \frac{(L-1)!!}{(L-3)!!\,\Gamma(L)}$

$P(L) \sim \Gamma(L) > 0$, $J_1(d_n) > 0$ и $\lambda'_{CB} > 0$. $\omega_{CB} > \omega_p$ (Mercolors Abuzhadeva)

$\langle \vec{\mu} \rangle = \frac{1}{N}\sum_n \vec{\mu}_n = \frac{1}{N}\sum_n C_n \vec{S}_n \times \hat{z}\} = \frac{1}{N}\sum_{n_0} C_n^\beta \vec{S}_n^\beta \times \hat{z}\} = \sum_\beta C^\beta \vec{S}^\beta \times \hat{z}\}$ $\neq 0$ (моменты и $p_n = const$)

$\vec{S}^\beta(t) = \vec{S}^\beta(0) e^{i\omega_s^n p^\beta t}$

пусть $p^1 = +1$, $p^2 = -1$. $\sum_\beta C^\beta \vec{S}^\beta(t) = [C^1 \exp(i\omega_s t) + C^2 e^{-i\omega_s t}]\vec{S}(0) =$

$= 2\vec{S}(0) C \cos\omega_s t$ (C^β одинаковы) или $\sim \sin\omega_s t$ (C^β - разные).

$\langle \vec{\mu} \rangle$ осциллирует, имея ант. поляризацию, что задается H_{dc} (?)

$\omega_{CB} < \omega_p$ из-за сил. запутывания антиферр. взаимодействий ($\mu = 0$)

в clusters с наборами p_n, учит. взаимодействие всех

дотов со всеми, антиферр. члены $\sim b_{nn'}$ не равны 0.

Для $N \times N$ square dot array с $p_n = (-1)^{n_1+n_2}$ симметрия дает $b_{nn'} = 0$.

Возможно
+ − + −
+ − + −
+ − + −
+ + − +

дает гамильтониан FMR типа (!?) и похоже расщеп. p_n можно создать в H_z в СРИ.

Когда $\sum_{rn'\beta\beta'} b_{nn'\beta\beta'} \neq 0$ даже для $\beta = \beta'$, square sym. теряется.

Вместо "0" в определ. пред. сер. добавить $\mu' = \sum_n J_2(d_n^{\beta\beta})$.

Это усложнит сек.-ур. но в лин. приближении $\omega_F = \omega_0 - \lambda$,

$\lambda = \sum_n J_1(d_n)\frac{1}{2}[1 + p_n] < \lambda_p = \sum_n J_1(d_n)$, т.к. $p_n = (-1)^{n_1} \leq 1$,

поэтому $\omega\{p_n, FMR\} < \omega_p$ ($p_n = const$). $\forall p_n$ - distribution.

1D chain

(2/IV) Простой частный случай: 1D-vortex dot array (dot chain)

$\vec{R}_{nn'} = \hat{x}$ ○○○○○○ x

Note: $b(\vec{S}_1, \vec{S}_2) = (\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2) - 2(\vec{S}_1\vec{R})(\vec{S}_2\vec{R})$, но $b(\vec{\mu}_1, \vec{\mu}_2) = -\vec{\mu}_1\cdot\vec{\mu}_2 + 2(\vec{\mu}_1\vec{R})(\vec{\mu}_2\vec{R})$

$C_1C_2[(L-1)a(\vec{S}) + (L+1)b(\vec{S})] = C_1C_2[(L-1)(\vec{S}_1\cdot\vec{S}_2) + (L+1)\{\vec{S}_1\vec{S}_2 - 2(\vec{S}_1\vec{R})(\vec{S}_2\vec{R})\}] =$

$= -\frac{2}{3^2}[\vec{\mu}_1\vec{\mu}_2 - (L+1)(\vec{\mu}_1\vec{R})(\vec{\mu}_2\vec{R})]$, $b(\vec{\mu}) = -\frac{1}{3^2}b(\vec{S})$, $-C_n\vec{S}_n = (\vec{\mu}_n \times \hat{z})\frac{1}{\gamma}$

$U_{int} \sim \sum_{Lnn'} A_L[(\vec{\mu}_n\cdot\vec{\mu}_{n'}) - (L+1)(\vec{\mu}_n\vec{R}_{nn'})(\vec{\mu}_{n'}\cdot\vec{R}_{nn'})]$ - квадрупольная форма of interact

$J_1(\vec{k}) = \sum_L (L-1)P_L \frac{\beta_L(\vec{k})}{d^{L+1}}$, $J_2(\vec{k}) = \sum_L (L+1)P_L \frac{\beta_L^c(\vec{k})}{d^{L+1}}$

$\beta_L(\vec{k}) = \sum_{n_1,n_2} \frac{\cos\vec{k}\vec{R}_n}{(n_1^2+n_2^2)^{\frac{L+1}{2}}}$, $\beta_L^c(\vec{k}) = \sum_{n_1,n_2} \frac{(n_1+in_2)^2}{(n_1^2+n_2^2)^{\frac{L+3}{2}}}\cos\vec{k}\vec{R}_n$

213/152

$\cos\vec{k}\vec{R}_n = \cos[(k_x n_1 + k_y n_2)d]$, $d = D/R$ - период решетки, $k_d^{max} = \frac{\pi}{d}$.

$\vec{R}_n = (\vec{n}_1, n_2)D$. $k_d \to k_d R$.

$k_d^{max} = \frac{\pi}{d}\frac{1}{R} = \frac{\pi}{D} \sim \frac{\pi}{1\,\mu m} \approx \pi\cdot 10^4\,1/cm$, но exch. не нужен, т.к. U_{int} migh

Формирование of spin excitations in vortex dot array подчиняется для 1D-array (chain) (11-12/IV)

Для 1D array $n_2 = 0$, $\vec{k} \to k_x$. SW $\omega(\vec{k})$ - сохраняет вид

$\beta_L(k) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\cos(knd)}{n^{L+1}} \to \beta_L^c(k) = \sum_n \frac{n^2}{n^{L+3}}\cos(knd) = \beta_L(k)$

$\Sigma_\pm(k) = \langle F_\pm(k)\rangle = -J_1(k) \pm |J_2(k)| \to F_\pm(k) = J_1(0) - J_1(k) \pm |J_2(k)|$

Escaneado con CamScanner

Direct chain $g_L(k)$ enables calculation of L, of course up to L_{max}.

$\Pi(L) = \sum_{\ell}^{L-1} \frac{g_\ell g_{\ell'}}{(\ell+1)!\,(\ell'+1)!}$, $\ell' = L-\ell$, L - is fixed. ℓ, ℓ' - never. (even) $P_L = (L-1)!!\,(L-3)!!\,\Pi(L)$

2

$g_\ell = \frac{\ell!!}{(\ell-1)!!}\frac{1}{(\ell+2)}$ - pole-free m., $g_\ell = \frac{1}{2}\frac{\ell!!}{(\ell-1)!!}$ - g.d. u. model

① Pole free model: $\Pi(2) = \frac{g_1^2}{2!\,2!} = \frac{1}{4}\left[\frac{1!!}{2!!}\frac{1}{3}\right]^2 = \frac{1}{4}\frac{1}{9} = \frac{1}{36}$, $P_2 = (L-1)!!\,(L-3)!!\,\Pi(2) = 1/3$

$\Pi(4) = \frac{g_1 g_3 \cdot 2}{2!\,4!} = \frac{2}{2\cdot 2\cdot 3\cdot 4}\frac{1}{3}\frac{3\cdot 1}{2}\frac{1}{5} = \frac{1}{240}$, $P_4 = 3\cdot 1\cdot 1\frac{1}{240} = \frac{1}{80}$

$\Pi(6) = 2\frac{g_1 g_5}{2!\,6!} + \frac{g_3^2}{4!\,4!} = \frac{1}{2\cdot 3\cdot 4\cdot 5\cdot 6}\left(\frac{1}{3}\right)\left(\frac{5\cdot 3}{4\cdot 2\cdot 7}\right) + \frac{1}{(2\cdot 3\cdot 4)^2}\left(\frac{3}{2\cdot 5}\right)^2$

$P_6 = 5!!\,3!!\,\Pi(6) = 5\cdot 3\cdot 3\,\frac{1}{(2\cdot 4)^2}\left[\frac{1}{3\cdot 6\cdot 7} + \frac{1}{100}\right] = \frac{1}{(2\cdot 4)^2}\left[\frac{5}{14} + \frac{9}{20}\right] = \frac{1}{(8)^2}\frac{113}{2\cdot 70}$

$\Pi(8) = 2\frac{g_1 g_7}{2!\,8!} + 2\frac{g_3 g_5}{4!\,6!} = \frac{1}{8!}\left(\frac{1}{3}\right)\frac{7\cdot 5\cdot 3}{6\cdot 4\cdot 2\cdot 9} + \frac{2}{2\cdot 3\cdot 4\,(2\cdot 3\cdot 4\cdot 5\cdot 6)}\left(\frac{3}{2\cdot 5}\right)\left(\frac{5\cdot 3}{4\cdot 2\cdot 7}\right)$

$P_8 = 7\cdot 5\cdot 3\cdot 5\cdot 3\,\Pi(8) = 3\cdot 3\cdot 5\cdot 5\cdot 7\left[\frac{1}{2\cdot 3\cdot 4\cdot 5\cdot 6\cdot 7\cdot 8}\cdot\frac{5\cdot 7}{2\cdot 4\cdot 6\cdot 3\cdot 3} + \frac{1}{4\cdot 2\cdot 4\cdot 6}\cdot\frac{1}{2\cdot 5}\cdot\frac{1}{4\cdot 2\cdot 7}\right]$

$= \frac{3\cdot 3\cdot 5\cdot 5\cdot 7}{2\cdot 4\cdot 6\cdot 8\cdot 2\cdot 4}\left[\frac{1}{3\cdot 6\cdot 3\cdot 3} + \frac{1}{5\cdot 7}\right] = \frac{5\cdot 5\cdot 7}{6\cdot 8^3}\left[\frac{1}{18} + \frac{9}{35}\right] =$

$= \frac{5\cdot 5\cdot 7}{6\cdot 8^3}\frac{197}{18\cdot 5\cdot 7} = \frac{5\cdot 197}{3\cdot 6^2\cdot 8^3}$.

Pole free model: $P_2 = \frac{1}{36}$, $P_4 = \frac{1}{80}$, $P_6 = \frac{113}{2\cdot 4\cdot 6\cdot 70}$, $P_8 = \frac{5\cdot 197}{3\cdot 6^2\cdot 8^3}$

$(7{,}778\cdot 10^{-2})$ $(1.25\cdot 10^{-2})$ $(3.363\cdot 10^{-2})$ $(1{,}781\cdot 10^{-2})$

P_L never const as $f(L)$, все P_L - сравнимы.

Две 1D-array $J_2(0) \neq 0$, другие deg. $F_\pm(k) = -J_1(k) \pm |J_2(k)|$

и $\omega^2(k) = [\omega_0 + \beta\omega_M F_-(k)][\omega_0 + \beta\omega_M F_+(k)]$

pole-free model [Gus'PRL'06] $\omega_0 = 2\omega_M F(\beta) \approx \frac{20}{9}\gamma M_s \beta = \frac{20}{9\cdot 4\pi}\omega_M \beta$

$\omega_0(\beta) = \frac{5}{9\pi}\omega_M \beta$. $\beta\frac{\omega_M}{\omega_0} = \frac{\beta\omega_M}{\omega_M\beta}\frac{9\pi}{5} = \frac{9\pi}{5}$.

Итог: $\omega^2(k)/\omega_0^2 = \left[1 + \frac{9\pi}{5}F_-(k)\right] \times \left[1 + \frac{9\pi}{5}F_+(k)\right]$ - в pole-free mod.

1D-array

Наш расчет (Multipole-Sums. mod) дает $\omega(k)$ не монотонная, но диаграмма

$\omega(k)/\omega_0$ 1 — — — 0 π kd

не min $d=2$ $\leftarrow$ $(\omega(0) = 0.902\,\omega_0,\ \omega(\pi/d) = 1.055)$

Max ширина зоны $\omega(\pi/d) - \omega(0) \approx 0.15\,\omega_0$ при $d=2$.

Точно dip-dip дает $\omega(0) = 0.942\,\omega_0$, $\omega(\pi/d) = 1.03\,\omega_0$, т.е. точность dip-dip при $k=0$ есть $\approx (0.942 - 0.902)/0.902 \approx 5\%$ при $d=2$.

214/151 $v_{gr}(k,d) = \frac{d\omega(k,d)}{dk} = D\frac{d\omega}{dk}$ (k - безразм., e.g. $\frac{1}{D}$) $= D\omega_0\left(\frac{d\omega}{dk}\right)_{безразм}$

ω in ω_0 units

В dimensionless units $(D\omega_0)$ $\frac{d\omega}{dk} = v_{gr}(k)$ 0.08 — — — 0 1 π k Достигает max

при $k \approx 1$ и $v_{gr}^{max}(k\approx 1) \cong 0.08$ (0.08).

В абс. ед. $v_{gr}^{max} \approx 0.08 \cdot D\omega_0 \approx 0.08 \cdot 1\,\mu m \cdot 300\,MHz \cdot 2\pi \approx 2\pi \cdot 3 \cdot 8\,\frac{m}{s} \approx 90\,\frac{m}{s}$ $\approx 144\,\frac{m}{s}$

Или время переноса энергии между парой соседних доменов

$\tau_{min} = D/v_g^{max} = \frac{D}{0.08\,D\omega_0} = \frac{20}{2\pi\cdot 10} \approx \frac{20\cdot 5/8}{2\pi\cdot 3\,GHz} \approx 10\,ns\cdot\frac{5}{8} = 6\,ns$.

Escaneado con CamScanner

max v_{gr} (d=2) ~ 140 m/s — вполне приемлемо, сравнимо с v_{gr}^{max} в ступоз.

2D dot array (square lattice): $\vec{k}\vec{R}_n = k_x n_1 \cdot k_y n_2$

$\cos(\vec{k}\vec{R}_n) = \cos(k_x n_1)\cos(k_y n_2) - \sin(k_x n_1)\sin(k_y n_2)$.

$\sum_n f(|n|)\cos(\vec{k}\vec{R}_n) = \sum_n f(|n|)\cos(k_x n_1)\cos(k_y n_2) - \sum_n f(|n|)\sin(k_x n_1)\sin(k_y n_2)$

$= \sum_n f(|n|)\cos(k_x n_1)\cos(k_y n_2) = 2\sum_{\substack{n_1=1\\n_2=0}}^{\infty}(\cdot) + 2\sum_{\substack{n_2=1\\n_1=0}}^{\infty}(\cdot) + 4\sum_{\substack{n_1=1\\n_2=1}}^{\infty}(\cdot)$

$\beta_L(\vec{k}) \approx \beta_2(\vec{k})$ - слабо зависит от L

$\beta_L^c(\vec{k}) = \sum_{n_1 n_2} \frac{(n_1+in_2)^2}{(n_1^2+n_2^2)^{\frac{L+1}{2}}}\cos(\vec{k}\vec{R}_n) = \sum_{n_1 n_2} \frac{[n_1^2 - n_2^2 + 2in_1n_2]}{(n_1^2+n_2^2)^{(L+3)/2}} \times$

$\times[\cos k_x n_1 \cdot \cos k_y n_2 - \sin k_x n_1 \cdot \sin k_y n_2] = -2i\sum_{n_1 n_2} \frac{n_1 n_2 \sin(k_x n_1)\sin(k_y n_2)}{(n_1^2+n_2^2)^{\frac{L+3}{2}}}$ — Im

$\sum_{n_1 n_2} f(|n|)[n_1^2 - n_2^2 + 2in_1n_2][\sin k_x n_1 \cdot \cos k_y n_2 + \cos k_x n_1 \cdot \sin k_y n_2] = 0$

$\beta_L^c(\vec{k}) = (-2i)\sum_{n_1 n_2} \frac{n_1 n_2 \sin(k_x n_1)\sin(k_y n_2)}{(n_1^2+n_2^2)^{\frac{L+3}{2}}} = (-2i)4\cdot\sum_{\substack{n_1=1\\n_2=1}}(\cdot) \to \gamma_2(\vec{k})$ - чисто Im.

$F_\pm(\vec{k}) = -\gamma_1(k) \pm |\gamma_2(k)|$

2D array

$\omega^2(\vec{k}) = \omega_0^2\left[1 + \frac{g\pi}{S}F_-(\vec{k})\right]\left[1 + \frac{g\pi}{S}F_+(\vec{k})\right]$ - pole free model.

$\frac{\omega(\pi,0)}{\omega_0} = 1{,}025$; $\frac{\omega(\pi,\pi)}{\omega_0} = 1{,}106$, $\frac{\omega(0,0)}{\omega_0} = 0{,}751$ для d=2.

Для d=2 ширина зоны вдоль $\vec{k} \parallel (1,1)$ $\Delta\omega = 0{,}355\,\omega_0$ (!)

$\vec{v}_{gr} = \nabla_{\vec{k}}\omega(\vec{k})$. Чем $\vec{k}\parallel(1,1)$, $v_{gr}^2 = \left(\frac{\partial\omega}{\partial k_x}\right)^2 + \left(\frac{\partial\omega}{\partial k_y}\right)^2$.

$\omega\left(\frac{k}{\sqrt{2}}, \frac{k}{\sqrt{2}}, d\right)$, $\omega(k_x,k_y) = \omega(k,\varphi_{\vec{k}})$, $\nabla_{\vec{k}}\omega = \hat{k}\frac{\partial\omega}{\partial k} + \hat{\varphi}_k\frac{1}{k}\frac{\partial\omega}{\partial\varphi_k}$

$\frac{\partial\omega}{\partial k_x} = \vec{v}_{gr}\cdot\vec{n} = \nabla_k\omega\cdot\vec{n} = n_x\frac{\partial\omega}{\partial k_x} + n_y\frac{\partial\omega}{\partial k_y} = (\vec{n}\cdot\nabla_k)\omega$, $\vec{n} = (n_x,n_y) = \frac{1}{\sqrt{2}}(1,1)$

$\frac{\partial\omega}{\partial k} = \frac{\partial\omega}{\partial k_x}\frac{\partial k_x}{\partial k} + \frac{\partial\omega}{\partial k_y}\frac{\partial k_y}{\partial k} = \frac{1}{\sqrt{2}}\frac{\partial\omega}{\partial k_x} + \frac{1}{\sqrt{2}}\frac{\partial\omega}{\partial k_y}$, $(\vec{v}_{gr}\cdot\vec{n})^2 = \left(\frac{\partial\omega}{\partial k}\right)^2$, $\vec{n} = \frac{\vec{k}}{k}$ если

Из $\frac{\partial\omega}{\partial k}$ в напр. (1,1), из $v_{gr}^x = \frac{\partial\omega}{\partial k_x}$ MathCad вычисл. долго

Но $v_{gr}(k)$ и $v_{gr}^x(k_x)$ почти линейны при $k, k_x \le 1$.

Оценка $v_{gr}^x = \frac{\Delta\omega(k_x)}{\Delta k_x}$ дает $v_{gr}^x(d=2) = 0{,}124$, $v_{gr}^{(11)}(d=2) = 0{,}123$

Из $v_{gr} = D\omega_0(v_{gr})_{dimensionless}$, $v_{gr}^{max} = 0{,}124 \cdot 1\,\mu m \cdot 2\pi \cdot 300\,MHz \approx 230\,(m/s)$

$\tau_{min} = \frac{D}{v_{gr}^{max}} = \frac{D}{D\omega_0(v_{gr}^{max})_{ds}} = \frac{1}{0{,}124\cdot 2\pi\cdot 0{,}36\,GHz} \approx 4{,}3\,ns$ (!)

$v_{gr}^x = 0{,}126$ для d=2. $v_{gr}((1,1)\hat{k}) = 0{,}123$ для d=2.

23/IV Сл. по тел.: берет слайды для non-resident в Нагоя. ИСИ

Harunbata · Sábado · Domingo · Igandea

Новый отзыв на MS by Shinden "Topol. chiral edge mode - flat 0.6mm

Семинар by M. Vazquez (ICMM, Madrid): Mag. microwires. 217/148

Большая DW — By d.c. field, а затем осциллир by local fields в пульсом H поле (Vazquez PRL'12). Дем. пр. Döring. $m_{DW} \sim 10^{-15}$ kg-вес

Сдача аренды в Нагоя. институте в Cros на 10 Мау, 945.

Семинар в A. Ayuela: магнетизм от 3D to nanodots" - Shape memory alloys — el. calc. of K_1 и порядок рем. Ni_2MnGa. Графин: вакансии с полем. применение полюс. лок. магнитные моменты

Обсужд. FMR-pinning - идеи задачи и Zivieri-Stamps' PRB'06 — Аранчуэс.

Semana • Aste 31

Escaneado con CamScanner

24/IV) Получила данные из Раскората UPV/EHU послать фин. отчет на MICINN
Abuzuza! Apoyo Dec. Primary FIS с оригинальной подписью в Кол. офисе Ciudad de Ejecucion
– 13.613,84 € (когда как on-line в MICINN в конце марта 2012 я послала
6 сделку 14.123,53 = 13.613,84 + 509,69 €, ошибочно включив в расходы
Ком. Газпром – 509,69 €, которая к 1/III 2012 уже была возвращена из расходов)
(вместо ком. денег на 1/III 2012 г. (= 5.880,58 €) при этом не удержались.
25–28/IV) Переписка с H. Stoll (new F/N/F-vortex ST paper), R. Dumas (exch. b)
Asistencia. Lunes Proof MPD-JAP paper с Dec. и Arantxa, перераб. Vortex-inv. talk и MPD, V.para-
– Multiple $\omega(\vec{k})$ posters на ICSM'2012, Istanbul, Turkey.
27/IV – 5/V) Travel to Istanbul, Кимбургах на ICSM'12. Два inv. talks
и 2 posters. Позднее с E. Чудновским (q. tunneling paper via
by Tejada-Navarro, PRB'12) Валерий Розановым. Обсужд. с P. Анцевым и B. Кругляк
В Виноградов. Планы работы с G. de Loubens: 1) послать file по v. ora
reversal vs. t; 2) посчитать non-lin. coefficients d_1 и ω_1 для ST vortex dyn;
3) посчитать взаимодействие dip. stray field of tip ↑ ↑ с
образец и двумя v. dots (ω_{0v}) – Dec.-Benjamin; 4) посчитать $\chi(\omega)$ – follower
с углеродом nonlin $\omega(s)$ и $d(s)$ – damping зависит влево, а $\omega(s)$ – вправо
5) Быть готовым к расчету пары и array of синхр. ST vortex oscillators.
MPD-JAP published on May 1, 2012. Глеб FMR-pinning PRB на Заключ.
6/V) Вдем Билет в Киев на May 22–28. с Л. в la Perla. Разбор отчета А. в школе.
7/V) Update CV – конф. ICSM'2012 и JAP'12. Update Ikerbasque profile. Reg Dec.
негатив фото с Л., позд. Arantxa с g. pomg. получ. из AIP ing JMMM-wins review.
Nat. Sci. Report „FMR nonlin" требует устран. замеч. Referee. Travel exp. report.
8/V) Meeting с John Phillips (школа): много пропусков у А., но если
убрать 50 неявок, police visits и отпадки детей, то за Jan. 25–May 2
осталось 5 опозданий. Это вина Антона и он это исправит.
Срочно: 1) „Magnonics", Italy, Reg. до May 15; 2) Налог. инсп. 10 May – docs
3) Рец. INTERMAG paper by Kodama; 4) Editor duties по Sci. Report paper by Otani
5) Report по Istanbul-Trip; 6) PRB-pin. с Глеб; 7) Nat. Sci. Rep. с Славой.

Demokritov: SW несут spin current, даже в insulators.
Maekawa (познакомился, вопросы Review): Spin motive topolog. force.
С Л. и Ю. в Miramar. Info о Magnonics School Italy и Hillebr. Conf.
Звонила Фарраг и прислала version of F/N/F dyn. paper for ICSM12 proced.
Переписка с Bruglyak насчет Hotel на Magnonics School.
Закончила и послала IEEE-Intermag paper review по всех dyn. Kodama.
9/V) Беседы с Julian (нельзя анекдотировать Spain-Portugal travel g'aunt,
на Intermag-Vancouver не поехал, хотя Conf. fee внесена, из-за здоровья)
и Arantxa (offered trip to Magnonics и спрос. фон-ы на Налог. applied.).
218 Revised и sent ICSM'12 F/N/F manuscript to Фарраг. Ответил
Р. Гареев (Regensburg) по поводу F/N/F-MPD расчетов для Fe/Ru/R.
с Глеб-Обсужд. FMR-pin.
10/V) Встреча с Ю. в налог. инспекции (Gros). Вернут 3.300 €. Год был возвр
на Ю., надо ей ≥183 дня Зев. прописка и ≤ 30 дет., stay Dom. ≥ 35 с.
переписка с Dec. и., Фарраг (Conf. paper и совещ.), Giovannini (Magnon.
School) по новому hotel-Conf. fee. H = 33 евро, APL-статья-Magnonics (!?).
11/V) Сдан отчет Istanbul to Patxi, проведен Dec. отчет. Немного кемп.
32 Asistencia cerrada. Firefox и Word окон. Abs. Magnonics с Dec.-(Italy).
Предложили Arantxe выбрать местонах. меди. Germany, Magnonics за JEMS, Italy.

Escaneado con CamScanner

Ivan Kosin. Письмо Oxc. в Parma, отзыв Oxc. Verba-APL'12 на SD1 fragments. E-mail to Slavin по поводу Refs и содерж. Verba-APL'12 и нерусское слово о своих работах по Magnonics. Письмо Oxc. что она едет в Parma, либо S. Margherita, где ее поддержит, но может заверш. работу в Astra у Julian.

(1/X) разделение Multipole paper на 2 papers → 1) Dot pairs y clusters - EPL
Замена фигурами с A., фигурами с A и A' 2) Multipoles и $\omega(k)$ - PRB

(3/X) Анализ Fe/Si/Fe dots state для Гарсева Р. E-mail ему

(4/X) разделение Multipole paper и editing Text. С.Л. на Ondarreba. Martes · Asteartea

Получил отзыв Referee на Nanotubes - JMMM с A'Ring, переслал ей.

(5/X) обсужд. с Oxc. раздела Multipole paper на две и содерж. каждой части. Arantxa сотр. на Conf. Microw. magn. in Germany и помог. ей с FMR-pic. Abs и прочла мне ее. Ей больше внимания (melting pot понед. в 10:00 - 11:00).

(5/X) Звонила Ирина (в кр. посольство в Madrid): спрашивала, как у нас организ. дел. ов ПМЭ и когда мы к ней придем (в начале June, Madrid is the best tourist). Работа над Multipole papers с Oxc. Virginie послать на JEMS и TNT. Принять Multipole Abs и FMR-pic." Abs. to JEMS как posters (!?) Предложили 800€ + 350€ за поезд на Conf. Magnonics.

(6/X) Написание текста Multipole paper for PRB. Самостоятельно справились с Oxc. Stipend (Formación Investi. Master + PhD - 4 года, UPV). Julian контролировал они. Emy удалось в Conf. Ghent, Belgium, June 2012 (Oxc на exc. время).

Проверка freq. splitting g a dot pair: Freq. splitting

$|f_1^p - f_2^p| = \frac{\gamma}{2\pi} M_s \frac{\beta}{4\pi} \left[\frac{4}{9}(2-p)\frac{1}{d^3} + \frac{1}{5}(4-p)\frac{1}{d^5} + O(1/d^7) \right]$ - pole-free model, пренебрежение (V_2) в $W_{int} = \frac{1}{2}\int dV dV' \frac{div\vec{m}\, div\vec{m}'}{|\vec{r}-\vec{r}'|}$ of the dot pair

Jung Si. Rep. 2011: $p=-1$, $\beta = 1/24$, $d = 2.1$ и 2.2 дает $\Delta f = 20\,MHz$ и $12\,MHz$ (2.1) (2.2)

$|\Delta f(p=-1)| = \frac{\gamma}{2\pi} M_s \frac{\beta}{4\pi} \left[\frac{4}{3}\frac{1}{d^3} + \frac{1}{d^5} + O(1/d^7) \right] = 2.95 \frac{MHz}{Oe} \cdot 720\,Oe \times$

$\times \frac{1}{4\pi \cdot 24} \left[\frac{4}{3}\frac{1}{d^3} + \frac{1}{d^5} \right]_{d=2.1} = 7.05\,MHz \left[\frac{4}{3}\frac{1}{(2.1)^3} + \frac{1}{(2.1)^5} \right] = 7.05 \cdot 0.168\,MHz = 1.19\,MHz$

Умножение на $\times 2$ (в W_{int}) дает $|\Delta f(p=-1)| = 2.4\,MHz \ll 20\,MHz$ - exp

$|f_1^p - f_1^p| = \frac{\gamma}{2\pi} M_s \frac{\beta}{4\pi} [|I_y| - p I_x]$ в сборнике APEX'11

$\lambda_x \approx \beta^2 \left[\frac{4}{9}\frac{1}{d^3} + \dots \right] \approx I_x$, $\lambda_y = -\beta^2 \left[\frac{8}{9}\frac{1}{d^3} + \dots \right] \approx I_y$.

$|\Delta\omega| = \omega_c [|\beta| - p\alpha] = \frac{\gamma M_s}{4\pi\beta} [|I_y| - p I_x] \times 2$.

В вычислениях для $\lambda_x \approx I_x$, $\lambda_y \times I_y$ в files Vortex_Mult_man-g в ранних была ошибка. Надо добавить в λ_x, λ_y множитель (π^2).

Верно $|f_1^p - f_2^p| = \left(\frac{\gamma}{2\pi}\right) M_s \frac{\pi}{2} \beta \left[\frac{4}{9}(2-p)\frac{1}{d^3} + \frac{1}{5}(4-p)\frac{1}{d^5} + O(d^{-7}) \right]$ - в pole-free model, где $W_{int} = (1) \cdot \int dV dV' \, div\vec{m}\, div\vec{m}' / |\vec{r}-\vec{r}'|$ без (V_2), это дало доп. множитель $\times(2)$ в freq. splitting $|\Delta f|$. 29/146

Попросила Oxc. для dot-pairs paper посчитать $e^{-\Gamma t}$ $\Gamma\tau = d\omega_0 \frac{\pi}{\Delta\omega}$ как $f(\beta, D)$ и что его, вопрос. дискуссию exp. Jung, Sugimoto, Arzai даже если согласие с ними не очень хорошее.

(17/X) Доделать для Multipole paper: 1) убрать $\int dz$ это дает $Q_e^m \sim \beta$ (ℓ - нечет.) 2) $v_{gr}(k)$ для 2D - dot arrays и $k_{max}^{(2)}$; 3) анализ exp. Awad'10 и Vogel'10 4) нет зависим. от C_n, но dynamics зависит от p_n; 5) обсужд. ω_n - clusters

Semana · Aste 32

Escaneado con CamScanner

Escaneado con CamScanner

Abrama · Agosto

8

Asteazkena · Miércoles

$J_\ell(\beta) = (-1)^{\frac{\ell-1}{2}} \frac{\ell!!}{(\ell-1)!!} \frac{\beta}{(\ell+2)}$ для ℓ-нечет. в pole-free model.

$J_\ell(\beta) = \int_0^1 ds\, s \int_0^\beta dz \frac{s^2}{(s^2+z^2)^{\ell/2}} P_\ell^1(x) = \int ds\, s \int_0^\beta dz\, (s^2+z^2)^{\ell/2} \left[(-1)^{\frac{\ell-1}{2}} \frac{\ell!!}{(\ell-1)!!} + O(x^2)\right] =$

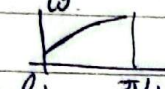
$= (-1)^{\frac{\ell-1}{2}} \frac{\ell!!}{(\ell-1)!!} \int ds\, s^{\ell+1} \int_0^\beta dz = (-1)^{\frac{\ell-1}{2}} \frac{\ell!!}{(\ell-1)!!} \frac{1}{(\ell+2)} \beta + O(\beta^3)$.

9

#2,7) $\mathcal{Z}(\vec{k})$ и групповая скорость $\vec{v}_{gr}(\vec{k}) = \frac{\partial \omega(\vec{k})}{\partial \vec{k}}$ для 2D-lattice Ostrogradsky.

Note: Q_ℓ^1 (ℓ-чет.) = 0 при выборе координат $z \in (-\frac{L}{2}, \frac{L}{2})$. 0 = dot center.

$\frac{\omega^2(\vec{k})}{\omega_0^2} = [1 + \lambda F_-(\vec{k})][1 + \lambda F_+(\vec{k})]$, $\lambda = \frac{9\pi}{5}$ - pole free m., $F_\pm(\vec{k}) = -J_1(\vec{k}) \pm |J_2(\vec{k})|$.

Численно знаем (MathCad)  $\omega(\vec{k})$ почти лин. при малых $\vec{k}$ с углом наклона. Имеет смысл оценивать $v_{gr}(\vec{k} \to 0)$.

$\omega(\vec{k}) = \sqrt{(1+\lambda F_-)(1+\lambda F_+)}$, $\frac{\partial \omega}{\partial \vec{k}} = \frac{1}{2\sqrt{(\cdot\cdot)}} \lambda \left[\frac{\partial F_-}{\partial \vec{k}}(1+\lambda F_+) + \frac{\partial F_+}{\partial \vec{k}}(1+\lambda F_-)\right] =$

$= \frac{\lambda}{2\sqrt{(\cdot)}} \left[\frac{\partial}{\partial \vec{k}}(F_+ + F_-) + \lambda \frac{\partial}{\partial \vec{k}} F_+ F_-\right]$, $F_+ + F_- = -2J_1(\vec{k})$

$F_+ F_- = [-J_1 + |J_2|][-J_1 - |J_2|] = J_1^2 - |J_2|^2$

$\mathcal{Z}_L(\vec{k}) = \sum_n \frac{\cos \vec{k}\vec{R}_n}{(n_1^2+n_2^2)^{\frac{L+1}{2}}} = \sum_{n_1 n_2} \frac{\cos(k_x n_1)\cos(k_y n_2)}{(n_1^2+n_2^2)^{\frac{L+1}{2}}}$, см. 22/IV.

$\mathcal{Z}_L^c(\vec{k}) = (-2i) \sum_{n_1 n_2} \frac{n_1 n_2 \sin(k_x n_1)\sin(k_y n_2)}{[n_1^2+n_2^2]^{\frac{L+3}{2}}}$, это верно, см. 22/IV.

Итого $\mathcal{Z}_L^c(\vec{k}) = \sum_{n_1 n_2} \frac{(n_1^2-n_2^2)}{(n_1^2+n_2^2)^{\frac{L+3}{2}}} \cos(k_x n_1)\cos(k_y n_2) - 2i \sum_{n_1 n_2} \frac{n_1 n_2 \sin(k_x n_1)\sin(k_y n_2)}{[n_1^2+n_2^2]^{\frac{L+3}{2}}}$

с дополн. real членом $\sim \cos(\cdot)\cos(\cdot)$. Now corrected $\mathcal{Z}_L^c(\vec{k})$ удалось $\omega(\vec{k})$ при $\vec{k} \parallel (1,0)$. При $\vec{k} \parallel (1,1)$, $k_x = k_y$ и доп. real член $= 0$.

MathCad дает $\omega(\pi,0)$ не совпас. с Galkin PRB'06 и дает $\mathcal{Z}(\pi,0)$, $\mathcal{Z}_c(\pi,0)$ не совпас. с Bondarenko PRB'10.

(18/V) Арантха перевела Inv. letter для A. Nadiuk. Показывать негатив у Ратхи. Попросили Окс. проверить $\omega(\pi,0)$ и $\mathcal{Z}(\pi,0)$, $\mathcal{Z}_c(\pi,0)$. У нее $\frac{\omega(\pi,0)}{\omega_0}$ близко к числу 0,97 и < 1, у Galkin'06 $\omega(\pi,0) > 1$ для $d = 2.2$. $\mathcal{Z}, \mathcal{Z}_c$ вообще не сходятся с Bondarenko PRB'10. Аномалия $\Gamma\tau = d\omega_0 \frac{\pi}{\Delta\omega}$ для exp. Sugimoto, Arai '11 с Окс. Окс. получила синглет чтобы для Magnonics School Звонил Глеб: 1) FMR-pub. revised принимает 21/V; 2) прислал MEC-appl. travel grant 3) в Kaiserslautern - FMR - 1 выступ Арантха, сделать poster, доб. Serga etc. E-mail to Slavin: status FMR-pub. Rep.? Все совм. papers - Magnonics и ST-dyn. Изуч. Multipole papers с Окс.: Мне дописать 2D-array, ей посчитать $\Gamma\tau$ для 221/441 2 С Л.и.Ю в La Perla. Л. с собой в Киев 300 $ и 110 € (в Киеве у Ч.П. - 500 $). 4 slots

(19/V) Провожал Л. на Amara Plaza, bus → Bilbao airport.

Fraerman 'JMMM' 1999 дает для $D(\vec{k}) = \frac{1}{a^3}\mathcal{Z}(\vec{k}) = \sum_{n_1 n_2} \frac{e^{-i\vec{k}\vec{\tau}}}{(n_1^2+n_2^2)^{3/2}} \frac{1}{a^3}$ (a-периодич. реш.)

$D(\vec{k}) = D(0) - \frac{2\pi}{a^2}|\vec{k}|$, $D(0)a^3 = \mathcal{Z}(0) = \frac{\sqrt{2}}{2}\zeta(3) + \frac{2\sqrt{2}}{3}\pi^2 +$

$+ 8\pi\sqrt{2} \sum_{n=1} \sum_{h=1} (-1)^{nh} \frac{h}{n} K_1(\pi n h)$, $K_1(z)$ - ф. Бесселя. Ряд быстро сходится.

$\zeta(3) = \sum_{n=1} (1/n^3) = 1{,}202057$. $K_\nu(2\sqrt{\beta\delta}) = \frac{1}{2}(\delta/\beta)^{\nu/2} \int_0^\infty dt\, t^{\nu-1} \exp(-\beta t^{-1} - \delta t)$

Escaneado con CamScanner

P. Poilli PRB 2002: $X_n(\vec{k}) = \sum_{l_1 l_2} \frac{l_1^2}{(l_1^2+l_2^2)^{\frac{5+n}{2}}} e^{i\vec{k}\vec{l}}$, $Y_n(\vec{k}) = \sum_{l_1 l_2} \frac{l_2^2}{|\vec{l}|^{5+n}} e^{i\vec{k}\vec{l}}$

Abuztua l_1, l_2 Agosto 1, 2, ...

10

$X_0(\vec{k}) + Y_0(\vec{k}) = \sum_{l_1 l_2} \frac{e^{i\vec{k}\vec{l}}}{(l_1^2+l_2^2)^{3/2}} = (\vec{k}=0)$ $\sum_{n=1}^{2n} \frac{1}{|\vec{k}|}$

$\vec{k}\to 0$ $X_0(\vec{k}) = X_0(0) - \pi k\left[1 + \frac{1}{3}\cos 2\theta_k\right]$, $Y_0(\vec{k}) = Y_0(0) - \pi k\left[1 - \frac{1}{3}\cos 2\theta_k\right]$

Ostirala. Viernes θ_k k_y k_x $\vec{k}$ – полярный угол $\vec{k}$ в обр. решетке.

$X_0(0) = \sum_{l_1 l_2} \frac{l_1^2}{(l_1^2+l_2^2)^{5/2}} = 5.51708479$ 4.5168109, $X^{(1)}(0) = 2.5451291$

$X_0(0) + Y_0(0) = \sum_{l_1 l_2} \frac{1}{(l_1^2+l_2^2)^{3/2}} = \mathcal{Z}(0) = 2.45168109 = 9,0336218$ –

– то совп. с Galkin: PRB: 06 $\mathcal{Z}(0) = 9,03362$.

$X_0(\vec{k}) - Y_0(\vec{k}) = \sum_{l_1 l_2} \frac{(l_1^2-l_2^2)}{(l_1^2+l_2^2)^{5/2}} e^{i\vec{k}\vec{l}} = -\frac{2\pi}{3} k\cos 2\theta_{\vec{k}}$. $\cos 2\theta_k = \cos^2\theta_k - \sin^2\theta_k$

$\sum_{l_1 l_2} \frac{(l_1^2-l_2^2)}{(l_1^2+l_2^2)^{5/2}} e^{i\vec{k}\vec{l}} = -\frac{2\pi}{3} k\left(\frac{k_x^2-k_y^2}{k^2}\right)$. Видимо $\sum_{l_1 l_2} \frac{l_1 l_2}{(l_1^2+l_2^2)^{5/2}} e^{i\vec{k}\vec{l}} = -\frac{2\pi}{3} k\left(\frac{k_x k_y}{k^2}\right)$

$l_1^2 - l_2^2 + 2i l_1 l_2 = (l_1 + i l_2)^2$

$\mathcal{Z}_3^c(\vec{k}) = \sum_{l_1 l_2} \frac{(l_1+il_2)^2}{(l_1^2+l_2^2)^{5/2}} e^{i\vec{k}\vec{l}} = -\frac{2\pi}{3} k \cdot \frac{(k_x+ik_y)^2}{k^2}$, $k = |\vec{k}|$. $\mathcal{Z}_3^c(\vec{k})$ $\vec{k}\to 0$ от $\mathcal{Z}^c(\vec{k})$ – Galkin'a

$\to \mathcal{Z}_2(\vec{k}) = \sum_{n_1 n_2} \frac{e^{i\vec{k}\cdot\vec{n}}}{(n_1^2+n_2^2)^{\frac{L+1}{2}}}\Big|_{L=2} = \mathcal{Z}_2(0) - 2\pi|\vec{k}|$, $\mathcal{Z}_2^c(\vec{k}) = -\frac{2\pi}{3}\frac{(k_x+ik_y)^2}{k}$

Лит. по k_d типам имеют только $\mathcal{Z}_L(\vec{k})$, $\mathcal{Z}_L^c(\vec{k})$ н/м $L=2$ (dip.).

Для $\vec{v}_{gr} = \frac{\partial\omega}{\partial\vec{k}}$ важны $\frac{\partial J_1(\vec{k})}{\partial\vec{k}}$ и $\frac{\partial}{\partial\vec{k}}\left[J_1^2(\vec{k}) - |J_2(\vec{k})|^2\right]$. v_{gr} – Dassa

$\frac{\partial J_1(\vec{k})}{\partial\vec{k}} = \sum_L (L-1)\frac{P_L}{d^{L+1}} \frac{\partial\mathcal{Z}_L(\vec{k})}{\partial\vec{k}} =$ | если $\vec{k}\to 0$ то только $L=2$ дает вклад, т.к. $\mathcal{Z}_L(\vec{k}) = \mathcal{Z}_L(0) + O(k_d^2)$, $L\geq 2$ |

$= \frac{P_2}{d^3}\frac{\partial\mathcal{Z}_2}{\partial\vec{k}}$. $\frac{\partial|\vec{k}|}{\partial\vec{k}} = \left(\frac{\partial}{\partial k_x}, \frac{\partial}{\partial k_y}\right)\sqrt{k_x^2+k_y^2} = \left(\frac{k_x}{k}, \frac{k_y}{k}\right) = \frac{\vec{k}}{|\vec{k}|}$, $\frac{\partial\mathcal{Z}_2}{\partial\vec{k}} = (-2\pi)\frac{\vec{k}}{k}$.

$\frac{\partial}{\partial\vec{k}}\left[J_1^2 - |J_2|^2\right] = 2J_1\frac{\partial J_1}{\partial\vec{k}} - \frac{\partial}{\partial\vec{k}}\overline{J_2}J_2 = 2J_1\frac{\partial J_1}{\partial\vec{k}} - \overline{J}_2\frac{\partial J_2}{\partial\vec{k}} - J_2\frac{\partial\overline{J}_2}{\partial\vec{k}}$

$\frac{\partial J_1}{\partial\vec{k}} = \frac{P_2}{d^3}(-2\pi)\frac{\vec{k}}{k}$. $\frac{\partial J_2}{\partial\vec{k}} = \frac{\partial}{\partial\vec{k}}\sum_L (L+1)\frac{P_L}{d^{L+1}}\mathcal{Z}_L^c(\vec{k}) = \sum_L (L+1)\frac{P_L}{d^{L+1}}\frac{\partial\mathcal{Z}_L^c(\vec{k})}{\partial\vec{k}}$

н/м $L>2$ $\mathcal{Z}_L^c(\vec{k}) = \sum_{n_1 n_2} \frac{(n_1+in_2)^2}{|\vec{n}|^{L+3}}\cos(\vec{k}\cdot\vec{n}) = \mathcal{Z}_L^c(0) - \frac{1}{2}\sum_{n_1 n_2}\frac{(n_1+in_2)^2}{|\vec{n}|^{L+3}}(\vec{k}\cdot\vec{n})^2 + \ldots$

222/143 $\frac{n_d^4}{n_d^{L+3}} = \frac{1}{n_d^{L-1}}$ – сходится, поэтому коэф. н/м k_d^2 в $\mathcal{Z}_L^c(\vec{k})$ – конечен.

$\frac{\partial\mathcal{Z}_L^c(\vec{k})}{\partial\vec{k}} \to \frac{\partial\mathcal{Z}_2^c(\vec{k})}{\partial\vec{k}} = -\frac{2\pi}{3}\frac{\partial}{\partial\vec{k}}\frac{(k_x+ik_y)^2}{k}$ и $\frac{\partial\mathcal{Z}_L^c}{\partial\vec{k}} = 0$, $\vec{k}\to 0$, $L>2$.

$\frac{\partial}{\partial k_x}\frac{(k_x+ik_y)^2}{k} = \frac{1}{k}2(k_x+ik_y) + (k_x+ik_y)^2\left(-\frac{1}{k^2}\right)\frac{k_x}{k} = \frac{1}{k^3}\left[k_x^3 + 3k_x k_y^2 + 2ik_y^3\right]$

Lapurbata Sábado $\frac{\partial}{\partial k_y}\frac{(k_x+ik_y)^2}{k} = \frac{1}{k}2(k_x+ik_y)i + (k_x+ik_y)^2\left(-\frac{1}{k^2}\right)\frac{k_y}{k} = \frac{1}{k^3}\left[-k_y^3 - 3ik_x k_y^2 + 2ik_x^3\right]$ Igandea

223/142 $\frac{\partial}{\partial\vec{k}}|J_2(\vec{k})|^2 = \overline{J}_2\frac{\partial J_2}{\partial\vec{k}} + J_2\frac{\partial\overline{J}_2}{\partial\vec{k}} =$ | остается лишь $L=2$ н/м $\vec{k}\to 0$ | 224/141

$= \overline{J}_2(0)\frac{3P_2}{d^3}\frac{\partial\mathcal{Z}_2^c}{\partial\vec{k}} + \overline{J}_2\frac{3P_2}{d^3}\frac{\partial\overline{\mathcal{Z}}_2^c}{\partial\vec{k}} = \frac{3P_2}{d^3}\left[\overline{J}_{2(0)}\frac{\partial\mathcal{Z}_2^c}{\partial\vec{k}} + J_{2(0)}\frac{\partial\overline{\mathcal{Z}}_2^c}{\partial\vec{k}}\right] =$

$= \frac{3P_2}{d^3}\left[\sum_L (L+1)\frac{P_L}{d^{L+1}}\overline{\mathcal{Z}}_L^c(0)\cdot\frac{\partial\mathcal{Z}_2^c}{\partial\vec{k}} + \sum_L (L+1)\frac{P_L}{d^{L+1}}\mathcal{Z}_L^c(0)\frac{\partial\overline{\mathcal{Z}}_2^c}{\partial\vec{k}}\right] =$

$= \frac{3P_2}{d^3}\sum_L (L+1)\frac{P_L}{d^{L+1}}\left[\overline{\mathcal{Z}}_L^c(0)\frac{\partial\mathcal{Z}_2^c}{\partial\vec{k}} + \mathcal{Z}_L^c(0)\frac{\partial\overline{\mathcal{Z}}_2^c}{\partial\vec{k}}\right]$, $\mathcal{Z}_L^c(0) = \sum_{n_1 n_2}\frac{(n_1+in_2)^2}{(n_1^2+n_2^2)^{\frac{L+3}{2}}} =$

$= \sum_{n_1 n_2} f(|\vec{n}|)\left[n_1^2 - n_2^2 + 2in_1 n_2\right] = 0$, поэтому и $\frac{\partial|J_2(\vec{k})|^2}{\partial\vec{k}} = 0$ н/м $\vec{k}\to 0$.

32 Aste – Semana

12

Escaneado con CamScanner

Escaneado con CamScanner

$\frac{\partial\omega(\vec{k})}{\partial k} = \frac{\lambda}{2\omega(\cdot)}\left[-2\frac{\partial\mathcal{J}_1(k)}{\partial k} + \lambda\frac{\partial}{\partial k}\left(\mathcal{J}_1^2 - |\mathcal{J}_2|^2\right)\right] = \frac{\lambda}{2\omega(0)}\left[-2\frac{\partial\mathcal{J}_1}{\partial k} + 2\lambda\mathcal{J}_1\frac{\partial\mathcal{J}_1}{\partial k}\right] =$

$= \frac{\lambda}{\omega(0)}\left[\lambda\mathcal{J}_1 - 1\right]\frac{\partial\mathcal{J}_1}{\partial k}$, $\vec{v}_{gr} = \frac{\partial\omega(\vec{k})}{\partial\vec{k}}\Big|_{\vec{k}\to 0} = \frac{\lambda}{\omega(0)}\left[\lambda\mathcal{J}_1(0) - 1\right]\frac{\partial\mathcal{J}_1}{\partial\vec{k}}$, $\lambda = \frac{g_\pi}{5}$ - pole free in

$\vec{v}_{gr}(\vec{k}\to 0) = \frac{\lambda}{\omega(0)}\left[\lambda\mathcal{J}_1(0) - 1\right]\frac{\partial\mathcal{J}_1}{\partial\vec{k}}$ $\quad \frac{\partial\mathcal{J}_1}{\partial\vec{k}} = -2\pi\frac{P_2}{d^3}\frac{\vec{k}}{k}$. $\mathcal{J}_1(0) = \sum_L (-1)^L \frac{P_L}{d^{L+1}}\partial_L(0)$

$\omega^2(0) = \omega_G^2$, $\omega_G(d) = \omega_0 + \frac{\gamma M_s}{2\pi}\beta\sum_L \frac{g_L}{d^{L+1}}\partial_L(0)$, $g_L = -8\pi^2\left[(L-1)!!\right]^2\Pi(L) > 0$ Luttes - Astellenia

$\vec{v}_{gr}(\vec{k}\to 0) = \frac{\lambda}{\omega_G(d)}\left[\lambda\mathcal{J}_1(0) - 1\right](-2\pi)\frac{P_2}{d^3}\frac{\vec{k}}{k}$ – изотропна при $\vec{k}\to 0$.

$\omega(\vec{k}=0) = \omega_G = \sqrt{\left(1+\lambda F_-^1(\vec{k})\right)\left[\lambda F_+^1(\vec{k})+1\right]}\Big|_{\vec{k}\to 0}$ $\quad F_\pm^1(\vec{k}) = -\mathcal{J}_1(\vec{k}) \pm |\mathcal{J}_2(\vec{k})|$

$\omega_G^2 = \left[1+\lambda(-\mathcal{J}_1(0))\right]\left[1+\lambda(-\mathcal{J}_1(0))\right]$, $\omega_G = 1 - \lambda\mathcal{J}_1(0)$. $\quad F_\pm^1(0) = -\mathcal{J}_1(0)$, т.к. $\mathcal{J}_2(0) = 0$

$\vec{v}_{gr}(\vec{k}\to 0) = 2\pi\lambda\frac{P_2}{d^3}\frac{\vec{k}}{k}$ – опред. зав. взаим. $v_{gr}(\vec{k}\to 0) = 18\frac{\pi^2}{5}\frac{P_2}{d^3}$

P_2 (pole free m.) $= 1/36$, $v_{gr}(d) = 18\frac{\pi^2}{5}\frac{1}{36}\frac{1}{d^3} = \frac{\pi^2}{10}\frac{1}{d^3}$

в ед. единицах $v_{gr}(d) = \frac{\pi^2}{10}\frac{1}{d^3}(D\omega_0)$, $\max v_{gr}(d=2) = \frac{\pi^2}{10}\frac{1}{8}2(R\omega_0) =$

$= \frac{\pi^2}{10}\frac{1}{4}\frac{20}{9}\gamma M_s L = \frac{5\pi^2}{90}\gamma M_s L$. $\max v_{gr} = \frac{1}{18}\pi^2\cdot 2\pi\left(\frac{\gamma}{2\pi}\right)M_s L = \frac{\pi^3}{9}\left(\frac{\gamma}{2\pi}\right)M_s L$

$\max v_{gr} \approx \frac{\pi^3}{9}\cdot 3\,\frac{MHz}{Oe}\cdot 800\,Oe\cdot\left[10^{-9}L(nm)\right]\cdot m = 8.3\cdot L(nm)\frac{m}{s}$, $\max v_{gr} \approx 170\frac{m}{s}$ $(\vec{k}\to 0)$

для dot с $L = 20$ nm. Это меньше эксп. оценки $v_{gr} \approx 230\frac{m}{s}$ 22/IV,

где $\max v_{gr}$ берется при конечных $|\vec{k}|$.

$\Rightarrow v_{gr} = \frac{\pi^2}{10}\left(\frac{R}{D}\right)^3 dR\omega_c = \frac{\pi^2}{10}\frac{R^3}{D^3}dR\frac{20}{9}\gamma M_s\frac{L}{R} = \frac{2\pi^2}{9}\left(\frac{R}{D}\right)^2\gamma M_s L$

В Galkin '06 $v_{gr} = \frac{\partial\omega\rho_M}{\partial k} = 2\pi\gamma M_s L\,(\pi R^2/9a^2)$ – отмасштаб (!?)

мое $\omega(\vec{k}) = \omega_0\sqrt{(1+\lambda F_+)(1+\lambda F_-)}$, $e^{i\vec{k}\vec{R}_n}$, $\vec{R}_n = D(n_1, n_2)$,

$\vec{k}\vec{R}_n = \vec{k}D\cdot\vec{n} \to (\vec{k}\cdot\vec{n})$. мое $\vec{k}\to\vec{k}D$. D – период square lattice.

$\vec{v}_{gr} = \frac{\partial\omega}{\partial\vec{k}} = \omega_0\frac{\partial\sqrt{(\cdot)(\cdot)}}{\partial(\vec{k}D)}D = (\omega_0 D)\frac{\partial\omega(\vec{k})}{\partial\vec{k}}$ – безразм. поэтому вект. ед. $v_{gr} = (D\omega_0)\,v_{gr}^{безразм.}$

$v_{gr} \sim \frac{\partial\mathcal{J}_1}{\partial k} \sim 1/d^3$ по физ. смыслу.

Если rigid v. model, то изменяем λ и ω_0. $d = D/R$.

вне мод $v_{gr}(d) = \frac{\pi^2}{10}\frac{1}{d^3}D\omega_0 = \frac{\pi^2}{10}\frac{1}{d^2}R\omega_0 = \frac{2}{9}\pi^2\frac{\gamma M_s L}{d^2}$ – pole free mod.

$\max v_{gr}(d=2) = \frac{\pi^2}{18}\gamma M_s L$ – верно. Окончательно мое $v_{gr} = \frac{2\pi^2}{9}\frac{1}{d^2}\gamma M_s L$ $(\vec{k}\to 0)$.

Аналогично с v_{gr} – Galkin PRB '06 //. При $\vec{k}\to 0$ $\vec{v}_{gr}$ определ. зав. interaction и поэтому аналогично с Galkin '06, работавшим в dip. приближении.

Но max $\vec{v}_{gr}(\vec{k}, d)$ может достигаться и не при $\vec{k}\to 0$.

В прошл. модели shifted vortex $v_{gr}(\vec{k}\to 0) = 2\pi\lambda\frac{P_2}{d^3}D\omega_0 = 2\pi\lambda\frac{P_2}{d^2}(R\omega_0)\frac{L}{d^2}$ PRL '06

$\lambda = \frac{\omega_M\beta}{\omega_0}$, λ (pole free m.) $= \frac{4\pi M_s\beta}{\frac{20}{9}M_s\beta} = \frac{9\pi}{5}$. ω_0 (rig. v.) $= \frac{1}{2}\gamma M_s 3^2\cdot 2\beta\left[\ln\frac{2}{\beta} - \frac{1}{2}\right] =$

Но $\lambda\omega_0 = \omega_M\beta$, поэтому $v_{gr} = 2\pi\frac{P_2}{d^2}\omega_M L$, $= \gamma M_s\beta\left[\ln\frac{2}{\beta} - \frac{1}{2}\right]$.

" зависимость от v. model лишь в P_2 ($P_2 = 1/36$ - pole free m.)!

$\Pi^{r.v.}(2) = \Pi\sum_\ell \frac{g_\ell g_{L-\ell}}{(\ell+1)!(L-\ell+1)!} = \frac{1}{4}g_1^2 = \frac{1}{4}\frac{1!!}{2\,0!!} = \frac{1}{16}$. $P_2 = \frac{\left[(L-1)!!\right]^2}{(L-1)}\Pi(2) = \frac{1}{16}$

P_2 (rig. v.) $= 1/16 \Rightarrow v_{gr}^{r.v.} = 36/16\,v_{gr}^{P.f.} = \frac{9}{4}v_{gr}^{P.f.}$ – $v_{gr}^{r.v.}$ в $\frac{9}{4}$ раз больше, чем P.free.

Bhatia - Mills' PR 1969: $S(\vec{k}) = \sum_{l_1 l_2} \frac{e^{i\vec{k}\vec{l}}}{(l_1^2+l_2^2)^{5/2}}$ comb. $\beta_L(\vec{k}) = \sum_{n_1 n_2} \frac{e^{i\vec{k}\vec{n}}}{[n_1^2+n_2^2]^{L/2}}$

Abuzuya - Agosto

$\beta_L^c(\vec{k}) = \sum_{n_1 n_2} \frac{(n_1+in_2)^2}{[n_1^2+n_2^2]^{\frac{L+3}{2}}} e^{i\vec{k}\vec{n}}$

14

$S_x(\vec{k}) = \sum_{l_1 l_2} \frac{l_1 l}{[l_1^2+l_2^2]^{5/2}} e^{i\vec{k}\vec{l}}$, $S_y(\vec{k}) = \sum_{l_1 l_2} \frac{l_2^2}{[l_1^2+l_2^2]^{5/2}} e^{i\vec{k}\vec{l}}$

Coeffes Asticarica - Martes $\beta_L^c(\vec{k})$ c $L=2$.

$\frac{1}{\alpha^{5/2}} = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0^\infty dt\, t^{3/2} e^{-\alpha t}$, $S_x(\vec{k}) = \sum_{l_1 l_2} l_1^2 e^{i\vec{k}\vec{l}} \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0^\infty dt\, t^{3/2} e^{-t(l_1^2+l_2^2)}$.

$\sum_{l_1=-\infty}^{\infty} e^{-t l_1^2} e^{i k_x l_1} = \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{t}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{1}{t}(\pi n + \frac{1}{2}k_x)^2\right]$, $k_x = (l_1 = 0)$.

$S_x(\vec{k}) = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \sum_{l_1 l_2} l_1^2 e^{i k_x l_1} e^{i k_y l_2} \int dt\, t^{3/2} e^{-t l_1^2} e^{-t l_2^2} = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \sum_{l_1} l_1^2 e^{i k_x l_1} \int dt\, t^{3/2} e^{-t l_1^2} \times$

$\times \sum_n \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{t}} \exp\left[-\frac{1}{t}(\pi n + \frac{1}{2}k_y)^2\right] = \frac{4}{3} \sum_{l_1 n} l_1^2 e^{i k_x l_1} \int dt\, t\, e^{-t l_1^2} \exp\left[-\frac{1}{t}(\pi n + \frac{1}{2}k_y)^2\right] =$

$= -\frac{1}{2}\frac{4}{3} \sum_{l_1 n} e^{i k_x l_1} l_1 \frac{d}{dl_1} \int dt\, e^{-t l_1^2} e^{-\frac{1}{t}(\pi n + \frac{1}{2}k_y)^2}$

$\int_0^\infty e^{-\beta t} e^{-\frac{\gamma}{t}} dt = 2\left(\frac{\gamma}{\beta}\right)^{1/2} K_1[2\sqrt{\alpha\beta}]$, $K_0(x) + \frac{2}{x}K_1(x) = K_2(x)$

$S_x(\vec{k}) = -\frac{2}{3} \sum_{l_1 n} e^{i k_x l_1} l_1 \frac{d}{dl_1} \frac{2}{|l_1|} |(\pi n + \frac{k_y}{2})| K_1[2|l_1||\pi n + \frac{k_y}{2}|] =$

$= -\frac{8}{3} \sum_{l_1 n} \cos(k_x l_1) \cdot l_1 \frac{d}{dl_1} \frac{1}{l_1} |\pi n + \frac{k_y}{2}| K_1[2 l_1 |\pi n + \frac{k_y}{2}|]$, $\alpha = 2|\pi n + \frac{1}{2}k_y|$.

$x = l_1$, $\frac{d}{dx}\frac{1}{x}K_1(\alpha x) = -\frac{1}{x^2}K_1(\alpha x) + \frac{1}{x}\alpha\left(-\frac{1}{\alpha}\right)[K_0(x)+K_2(x)] =$

$= -\frac{1}{x^2}K_1(\alpha x) - \frac{1}{2}\frac{\alpha}{x}K_0(x) - \frac{1}{2}\frac{\alpha}{x}\left[\frac{2}{\alpha x}K_1(\alpha x) + K_0(\alpha x)\right] = -\frac{2}{x^2}K_1(\alpha x) - \frac{\alpha}{x}K_0(\alpha x)$

$S_x(\vec{k}) = \frac{16}{3} \sum_{l_1 n,\ l_1=1,2,\ldots} \cos(k_x l_1) |\pi n + \frac{1}{2}k_y| \left[|\pi n + \frac{k_y}{2}| K_0(2l_1|\pi n + \frac{k_y}{2}|) + \frac{1}{l_1}K_1(2l_1|\pi n + \frac{k_y}{2}|)\right]$

Mills $S_y(\vec{k}) = \frac{16}{3} \sum_{l_2 n,\ l_2=1,2,\ldots} \cos(k_y l_2) |\pi n + \frac{1}{2}k_x| \left[|\pi n + \frac{k_y}{2}| K_0(2l_2|\cdots|) + \frac{1}{l_2}K_1(2l_2|\pi n + \frac{k_y}{2}|)\right]$

$\to \beta_{L=2}^c(\vec{k}) = S_x(\vec{k}) + S_y(\vec{k})$, $S_x(\vec{k}) - S_y(\vec{k}) = \sum_{l_1 l_2} \frac{(l_1^2 - l_2^2)}{[l_1^2+l_2^2]^{5/2}} e^{i\vec{k}\vec{l}} = \mathrm{Re}\,\beta_2^c(\vec{k})$

Ivan'10 - $D_{\parallel} = S_x(\pi,0)$, $D_{\perp} = S_y(\pi,0)$

$S_x(\pi,0) = \frac{16}{3} \sum_{l_1 n} (-1)^{l_1} \pi|n| \left[\pi|n| K_0(2\pi|n|l_1) + \frac{1}{l_1}K_1(2\pi|n|l_1)\right] =$

$= \frac{16}{3}\pi^2 \sum_{l_1>0,n} n^2 K_2(2\pi|n|l_1)(-1)^{l_1} = (n=0) + \frac{32}{3}\pi^2 \sum_{l_1>0,n>0} (-1)^{l_1} n^2 K_2(2\pi n l_1)$.

226/139 $K_\nu(z) \underset{z\to 0}{=} \frac{(\nu-1)!\,2^{\nu-1}}{z^\nu}$, $K_2(z) = \frac{2}{z^2}$

$S_x(\pi,0) = \frac{16}{3}\pi^2 \sum_{l_1>0} (-1)^{l_1} \frac{2}{(2\pi l_1)^2} + \frac{32}{3}\pi^2 \sum_{l_1 n} (-1)^{l_1} n^2 K_2(2\pi n l_1)$

$S_x(0,0) = \frac{4\pi^2}{9} + \frac{32\pi^2}{3} \sum_{l_1 n} n^2 K_2(2\pi n l_1)$, $S_x(\vec{k}) = \sum_{l_1 l_2} \frac{l_1^2 e^{i\vec{k}\vec{l}}}{[l_1^2+l_2^2]^{5/2}}$

$S_y(\pi,0) = \frac{16}{3} \sum_{l_2 n} \cos k_y l_2 |\pi n + \frac{1}{2}k_x|^2 K_2[2l_2|\pi n + \frac{1}{2}k_x|] = \frac{16}{3}\sum \pi^2 (n+\frac{1}{2})^2 \times$

$\times K_2[2l_2\pi|n+\frac{1}{2}|]$, $S_y(0,0) = \frac{16\pi^2}{3} \sum_{l_2 n} n^2 K_2(2\pi|n|l_2)$

Escaneado con CamScanner

$\Gamma(z) = \int_0^\infty dt\, e^{-t} t^{z-1} = \frac{1}{\alpha^z} \int dx\, \alpha\, e^{-\alpha x} x^{z-1} \alpha^{z-1} = \alpha^z \int dx\, x^{z-1} e^{-\alpha x}$

$t = \alpha x$

$\int_0^\infty dt\, t^{z-1} e^{-\alpha t} = \frac{1}{\alpha^z} \Gamma(z)$, $\Gamma(5/2) = \frac{3}{2}\Gamma(\frac{3}{2}) = \frac{3}{2}\frac{1}{2}\Gamma(1/2) = \frac{3}{4}\sqrt{\pi}$

$\frac{1}{\alpha^{\frac{L+1}{2}}} = \frac{1}{\Gamma(\frac{L+1}{2})} \int_0^\infty dt\, t^{\frac{(L-1)}{2}} e^{-\alpha t}$, $\alpha > 0$. $\frac{1}{|\vec{n}|^{L+1}} = \frac{1}{[n_1^2+n_2^2]^{\frac{L+1}{2}}} = \frac{1}{\Gamma(\cdot)} \int dt\, t^{\frac{L+1}{2}} e^{-|\vec{n}|^2 t}$

$\partial_L(\vec{k}) = \sum_{\vec{n}} \frac{1}{|\vec{n}|^{L+1}} e^{i\vec{k}\vec{n}}$, $\frac{1}{|\vec{n}|^{L+1}} = \frac{1}{\Gamma(\frac{L+1}{2})} \int dt\, t^{\frac{L-1}{2}} e^{-|\vec{n}|^2 t}$

$\partial_L(\vec{k}) = \sum_{\vec{n}} e^{i\vec{k}\vec{n}} \frac{1}{\Gamma(\frac{L+1}{2})} \int_0^\infty dt\, t^{\frac{L-1}{2}} e^{-|\vec{n}|^2 t}$, $\sum_{n_1=-\infty}^{\infty} e^{-t n_1^2} e^{ik_x n_1} =$

$= \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{t}} \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{1}{t}(\pi\nu + \frac{1}{2}k_x)^2\right]$

$\partial_L(\vec{k}) = \frac{1}{\Gamma(\frac{L+1}{2})} \sum_{(\vec{n})} \sum_{n_2} \int dt\, t^{\frac{L-1}{2}} e^{ik_x n_1} e^{ik_y n_2} e^{-(n_1^2+n_2^2)t} =$

$= \frac{1}{\Gamma(\frac{L+1}{2})} \int dt\, t^{\frac{L-1}{2}} \sum_{n_1} \sum_{n_2} e^{ik_x n_1} e^{-n_1^2 t} e^{ik_y n_2} e^{-n_2^2 t} = \frac{1}{\Gamma(\frac{L+1}{2})} \int dt\, t^{\frac{L-1}{2}} \times$

$\times \frac{\sqrt{\pi}}{t} \sum_{\mu=-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{1}{t}(\pi\mu + \frac{1}{2}k_x)^2\right] \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{1}{t}(\pi\nu + k_y/2)^2\right]$ — неясно

$\partial_L(\vec{k}) = \frac{1}{\Gamma(\cdot)} \sum_{n_2} \int dt\, t^{\frac{L-1}{2}} e^{ik_y n_2} e^{-n_2^2 t} \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{t}} \sum_{\mu=-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{1}{t}(\pi\mu + \frac{1}{2}k_x)^2\right] =$

$= \frac{1}{\Gamma(\cdot)} \sqrt{\pi} \sum_{n_2 \mu} \int dt\, t^{\frac{L}{2}-1} e^{ik_y n_2} e^{-n_2^2 t} \exp\left[-\frac{1}{t}(\pi\mu + \frac{1}{2}k_x)^2\right]$ = ошибка, испр. 20/V

$= \frac{\sqrt{\pi}}{\Gamma(\cdot)} \sum_{n_2 \mu} e^{ik_y n_2} \int_0^\infty dt\, t^{\frac{L}{2}-1} e^{-n_2^2 t} \exp\left[-\frac{1}{t}(\pi\mu + \frac{1}{2}k_x)^2\right]$, использ.

$\int_0^\infty dt\, t^{\nu-1} \exp\left[-\frac{\beta}{t} - \gamma t\right] = 2\left(\frac{\beta}{\gamma}\right)^{\nu/2} K_\nu\left(2\sqrt{\beta\gamma}\right)$, $\beta, \gamma > 0$. ($\nu = L/2$) (Пр.-Р. 3.471.9)

$\partial_L(\vec{k}) = \frac{\sqrt{\pi}}{\Gamma(\cdot)} \sum_{n_2 \mu} e^{ik_y n_2} 2 \frac{|\pi\mu + \frac{1}{2}k_x|^L}{|n_2|^L} K_L\left(2|n_2||\pi\mu + \frac{1}{2}k_x|\right) =$

$= \frac{4\sqrt{\pi}}{\Gamma(\frac{L+1}{2})} \sum_{\substack{n_2 \geq 1 \\ \mu=-\infty}}^{\infty} \cos(k_y n_2) \frac{|\pi\mu + \frac{1}{2}k_x|^L}{n_2^L} K_L\left(2n_2|\pi\mu + \frac{1}{2}k_x|\right)$

$\partial_L(0,0) = \frac{4\sqrt{\pi}\pi^L}{\Gamma(\cdot)} \sum_{\substack{n_2>0 \\ \mu}} \frac{|\mu|^L}{n_2^L} K_L(2\pi n_2|\mu|)$

Будем $\mu = 0$ тоже $|\mu|^L K_L(2\pi n_2|\mu|) \underset{\mu\to 0}{=} |\mu|^L \frac{(L-1)!\, 2^{L-1}}{(2\pi n_2)^L |\mu|^L} = \frac{(L-1)!\, 2^{L-1}}{(2\pi n_2)^L}$

$\partial_L(0,0) = \frac{4\sqrt{\pi}\pi^L}{\Gamma(\cdot)} \frac{(L-1)!\, 2^{L-1}}{2^L \pi^L} \sum_{n_2>0} \frac{1}{n_2^{2L}} + \frac{8\sqrt{\pi}\pi^L}{\Gamma(\cdot)} \sum_{\substack{n_2>0 \\ \mu>0}} \frac{\mu^L}{n_2^L} K_L(2\pi n_2 \mu)$

$\partial_L(0,0) = \frac{2\sqrt{\pi}}{\Gamma(\cdot)} (L-1)! \sum_{n_2>0} \frac{1}{n_2^{2L}} + \frac{8\sqrt{\pi}\pi^L}{\Gamma(\frac{L+1}{2})} \sum_{\substack{n_2>0 \\ \mu>0}} \left(\frac{\mu}{n_2}\right)^L K_L(2\pi n_2 \mu)$

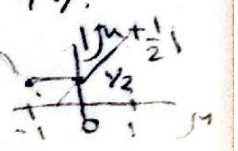
$K_L(z) \approx \sqrt{\frac{\pi}{2z}} e^{-z}$, $z \to \infty$. $\sum_{n_2} \frac{1}{n_2^{2L}} = \zeta(2L)$, $\Gamma(\frac{L+1}{2}) = \frac{(L-1)!!}{2^{L/2}} \pi^{1/2}$, $L - $ чёт.

$\partial_L(0,0) = \frac{2^{\frac{L}{2}+1}}{(L-1)!!} (L-1)!\, \zeta(2L) + \frac{8 \cdot 2^{L/2} \pi^L}{(L-1)!!} \sum_{\substack{n>0 \\ \mu>0}} \left(\frac{\mu}{n}\right)^L K_L(2\pi n \mu)$, нет, ош. 20/V 227/138

- определен. для всех $\vec{k} = 0$.

$\partial_L^c(k,k) = 0$, $\partial_L(\pi,\pi)$ определен. Верх зоны при $\vec{k} \parallel (1,1)$.

$\partial_L(\pi,\pi) = \frac{4\sqrt{\pi}\pi^L}{\Gamma(\frac{L+1}{2})} \sum_{\substack{n>0 \\ \mu=-\infty}}^{\infty} (-1)^n \frac{|\mu+1/2|^L}{n^L} K_L(2\pi n|\mu+\frac{1}{2}|)$



$\partial_L^c(\vec{k})$ можно найти. $\frac{\partial^2}{\partial k_\alpha \partial k_\beta} \partial_{L+2}(\vec{k})$.

Escaneado con CamScanner

(20/V) Проверка $\beta_L(0,0)$, $L=2$. K-метод дает $\beta_2(0,0)$ меньше и медленно $\sum_{n_1 n_2}(\cdot)$

Abuztuz. Agosto

$\sum_{n=1}^{\infty}\frac{(-1)^{n+1}}{n}=\ln 2$, $\sum_{n=1}^{\infty}\frac{(-1)^{n+1}}{n^p}=[1-2^{1-p}]\zeta(p)$, $p>0$, $\zeta(p)=\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{n^p}$

16

$\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{n^2}=\frac{\pi^2}{6}$, $\sum_{n=1}^{\infty}(-1)^{n+1}\frac{1}{n^2}=\frac{\pi^2}{12}$.

Osteguna · Jueves

Mills – $S_x(\pi,0)=-\frac{2}{9}\pi^2+\frac{32}{3}\pi^2\sum_{\ell,n>0}(-1)^\ell n^2 K_2(2\pi n\ell)$, $S_x(\pi,0)=-2{,}323$, тогда как $\sum_{\ell}\frac{\ell_1^2(-1)^{\ell_1}}{[\cdot]^{5/2}}=-0{,}6354$ у Bondarenko'10.

$S_x(\pi,0)=\sum_{n_1 n_2}\frac{n_1^2(-1)^{n_1}}{[n_1^2+n_2^2]^{5/2}}=2\sum_{n_1=1}^{\infty}\frac{(-1)^{n_1}}{n_1^3}+4\sum_{\substack{n_1>0\\ n_2>0}}\frac{n_1^2(-1)^{n_1}}{[n_1^2+n_2^2]^{5/2}}$

прямое $\sum_{n_1 n_2}(\cdot)$ вычисление MathCad дает $S_x(\pi,0)=-2{,}323$.

// $S_x(\pi,0)$ – Mills и MathCad $\sum_{n_1 n_2}(\cdot)$ – согласуются между собой, но отличаются от $S_x(\pi,0)=-D_{11}$ – Bondarenko'10.

Mills – $S_y(\pi,0)=\frac{16}{3}\pi^2\sum_{\ell>0}^{\infty}\sum_{n=-\infty}^{\infty}(n+1/2)^2 K_2(2\ell\pi|n+1/2|)$, $S_y(\pi,0)=1{,}388$

мое $S_y(\pi,0)=\sum_{n_1 n_2}\frac{n_2^2(-1)^{n_1}}{[n_1^2+n_2^2]^{5/2}}=2\sum_{n_2=1}\frac{1}{n_2^3}+4\sum_{\substack{n_1=1\\ n_2=1}}\frac{n_2^2(-1)^{n_1}}{[n_1^2+n_2^2]^{5/2}}=1{,}388$

// $S_y(\pi,0)$ – Mills и мое $\sum_{n_1 n_2}(\cdot)$ согласуются между собой, но отлич. от $S_y(\pi,0)=1{,}256$ Bondar.'10.

Mills $S_x(0,0)+S_y(0,0)=\sum_{\ell_1\ell_2}\frac{1}{(\ell_1^2+\ell_2^2)^{3/2}}=\beta_{L=2}(0)$

$S_x(0,0)+S_y(0,0)=\frac{8}{9}\pi^2+\frac{64}{3}\pi^2\sum_{\ell>0}\sum_{n>0}^{\infty}n^2K_2(2\pi n\ell)=9{,}0336$, $\beta_2(0,0)=9{,}024$ с $N=5\cdot10^6$

$\beta_2(0)$ – K-методом Mills отличается и быстрее и точнее чем $\sum_{n_1 n_2}(\cdot)$ – MathCad.

Используем $K_2(x)=K_0(x)+\frac{2}{x}K_1(x)$, тогда

Mills

$$\begin{cases} S_x(\vec{k})=\sum_{\ell_1\ell_2}\frac{\ell_1^2 e^{i\vec{k}\vec{\ell}}}{[\ell_1^2+\ell_2^2]^{5/2}}=\frac{16}{3}\sum_{\ell_1>0}^{\infty}\sum_{n=-\infty}^{\infty}\cos(k_x\ell_1)\left(\pi n+\frac{1}{2}k_y\right)^2 K_2\left[2\ell_1\left|\pi n+\frac{1}{2}k_y\right|\right] \\ S_y(\vec{k})=\sum_{\ell}\frac{\ell_2^2}{|\ell|^5}e^{i\vec{k}\vec{\ell}}=\frac{16}{3}\sum_{\ell_2>0}^{\infty}\sum_{n=-\infty}^{\infty}\cos(k_y\ell_2)\left(\pi n+\frac{1}{2}k_x\right)^2 K_2\left[2\ell_2\left|\pi n+\frac{1}{2}k_x\right|\right] \end{cases}$$

$\beta_2(\vec{k})=S_x(\vec{k})+S_y(\vec{k})$ – теперь определ. быстро сходящимся K-ряд.

$\beta_2(\pi,\pi)=\frac{32}{3}\pi^2\sum_{\ell>0}^{\infty}\sum_{n=-\infty}^{\infty}(-1)^\ell(n+1/2)^2K_2[2\pi\ell|n+1/2|]$ позволяет найти $\omega(\pi,\pi)$, т.к. $\beta_2^c(\pi,\pi)=0$ не дает ответа. $\omega(\pi,\pi)=1{,}039$ для $2{,}2=d$, это больше $\omega(\pi,\pi)=1{,}005$ – Galkin'06.

Fig.3 – Galkin дает $\omega(0,0)=0{,}982$, тогда как dip-расчет дает $\omega(0,0)=0{,}887$ (alm) для $d=2{,}2$

// Fig.3 $\omega(\vec{k})$ – Galkin'06 – неверная по числам.

Т. формула K-метода $\sum_{\ell=-\infty}^{\infty}e^{-t\ell^2}e^{i k\ell}=\frac{\pi^{1/2}}{t^{1/2}}\sum_{n=-\infty}^{\infty}\exp\left[-\frac{1}{t}\left(\pi n+\frac{k}{2}\right)^2\right]$

Если $\ell=0$ член? ($n=0$ – если)

$k=0$: $\sum_{\ell}e^{-t\ell^2}=\frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{t}}\sum_{n}e^{-\frac{\pi^2n^2}{t}}$. У Mills $\ell_1=0$ члена не было, т.к. $S_x\sim\ell_1^2$.

MathCad показал, что $\ell=0$ член включен и тождество работает!!

228/137

Но в β_L $\ell=0$ члена нет. $\left(\sum_{\ell\neq0}e^{-t\ell^2}e^{ik\ell}+1=\frac{\pi^{1/2}}{t^{1/2}}\sum_{n=-\infty}^{\infty}\exp\left[-\frac{1}{t}(\cdot)^2\right]\right)$

$\beta_L(\vec{k})=\frac{1}{\Gamma(\cdot)}\sum_{n_1 n_2\neq0}\int dt\, t^{\frac{L-1}{2}}e^{ik_x n_1}e^{ik_y n_2}e^{-n_1^2 t}e^{-n_2^2 t}=$

$=\frac{1}{\Gamma}\sum_{n_2}e^{ik_y n_2}\cdot\int dt\, t^{\frac{L-1}{2}}e^{-n_2^2 t}\left[\frac{\pi^{1/2}}{t^{1/2}}\sum_{\mu=-\infty}^{\infty}\exp\left[-\frac{1}{t}(\pi\mu+k_x/2)^2\right]-1\right]=$

$=\frac{\pi^{1/2}}{\Gamma}\sum_{n_2=1}^{\infty}\sum_{\mu=-\infty}^{\infty}\cos(k_y n_2)\frac{|\pi\mu+k_x/2|^L}{n_2^L}K_L(2n_2|\pi\mu+k_x/2|)-\frac{1}{\Gamma}\sum_{n_2}e^{ik_y n_2}\int dt\, t^{\frac{L-1}{2}}e^{-n_2^2 t}=$

$=\left(\sum_{n_2\mu}\right)-\left(\frac{1}{\Gamma}\right)^0\sum_{n_2}e^{ik_y n_2}\frac{1}{|n_2|^{L+1}}=\left(\sum_{n_2\mu}\right)-2\sum_{n_2=1}\frac{\cos k_y n_2}{n_2^{L+1}}$

Escaneado con CamScanner

$$\vartheta_L(\vec{k}) = \frac{4\sqrt{\pi}}{\Gamma(\frac{L+1}{2})} \sum_{n_2=1}^{\infty} \cos(k_y n_2) \frac{|\pi\mu + k_x/2|^L}{n_2^L} K_L(2n_2|\pi\mu + \tfrac{1}{2}k_x|) - 2\sum_{n_2=1} \frac{\cos(k_y n_2)}{n_2^{L+1}}$$

$$\vartheta_L(0,0) = \frac{4\sqrt{\pi}}{\Gamma(\frac{L+1}{2})} \sum_{\mu=-\infty}^{\infty} \frac{|\pi\mu|^L}{n_2^L} K_L(2\pi n_2 \mu) - 2\sum_{n_2=1} \frac{1}{n_2^{L+1}}$$

$$\vartheta_L(\vec{k}) = \frac{4\sqrt{\pi}}{\Gamma} \sum_{n_2=1} \cos(k_y n_2) \frac{k_x^L}{2^L n_2^L} K_L(n_2 k_x) - 2\sum_{n_2=1} \frac{\cos k_y n_2}{n_2^{L+1}}$$

Нет члена $n_1=0, n_2=0$, но $n_1=0$ и $n_2=0$ могут по отдельности.

$$\vartheta_L(\vec{k}) = \frac{1}{\Gamma} \int dt\, t^{\frac{L-1}{2}} \sum_{n_1,n_2\neq 0} e^{ik_x n_1 + ik_y n_2} e^{-n_1^2 t - n_2^2 t} + \sum_{\substack{n_1\neq 0 \\ n_2=0}} \frac{e^{ik_x n_1}}{n_1^{L+1}} + \sum_{\substack{n_2\neq 0 \\ n_1=0}} \frac{e^{ik_y n_2}}{n_2^{L+1}}$$

$$\vartheta_L(\vec{k}) = \sum_{\forall n_1 n_2} (\dots) = \sum_{\substack{n_1\neq 0 \\ n_2=0}} (\cdot) + \sum_{\substack{n_2\neq 0 \\ n_1=0}} (\cdot) + \sum_{\substack{n_1\neq 0 \\ n_2\neq 0}} (\cdot)$$

$$\vartheta_L(\vec{k}) = \frac{4\sqrt{\pi}}{\Gamma(\frac{L+1}{2})} \sum_{\substack{n_2=1 \\ \mu=-\infty}}^{\infty} \cos(k_y n_2) \frac{|\pi\mu + k_x/2|^L}{n_2^L} K_L(2n_2|\pi\mu + \tfrac{k_x}{2}|) + 2\sum_{n_1=1} \frac{\cos(k_x n_1)}{n_1^{L+1}}$$

(19/IV) Ибо вычел. $\vartheta_L(\vec{k})$ помимо членов с $n_1=0, n_2=0$ была ошибка. надо $\int dt\, t^{\frac{L}{2}-1}(\dots)$, $\nu = L/2$, а не $\nu = L$ как я брал.

$$\vartheta_L(\vec{k}) = \frac{\sqrt{\pi}}{\Gamma} \sum_{n_2\mu, n_2\neq 0} e^{ik_y n_2} 2 \frac{|\pi\mu + \frac{1}{2}k_x|^{L/2}}{|n_2|^{L/2}} K_{\frac{L}{2}}[2|n_2|\,|\pi\mu + \tfrac{1}{2}k_x|] + 2\sum_{n_1=1} \frac{\cos(k_x n_1)}{n_1^{L+1}}$$

$$\vartheta_L(\vec{k}) = \frac{4\sqrt{\pi}}{\Gamma} \sum_{\substack{n_2=1 \\ \mu=-\infty}}^{\infty} \cos(k_y n_2) \frac{|\pi\mu + \frac{1}{2}k_x|^{L/2}}{n_2^{L/2}} K_{\frac{L}{2}}(2n_2|\pi\mu + \tfrac{1}{2}k_x|) + 2\sum_{n_1>0} \frac{\cos k_x n_1}{n_1^{L+1}}$$

$$\vartheta_L(0,0) = \frac{4\sqrt{\pi}}{\Gamma} \pi^{L/2} \sum_{n_2\mu} \left(\frac{\mu}{n_2}\right)^{L/2} K_{\frac{L}{2}}(2\pi n_2 \mu), \quad K_{\frac{L}{2}}(z\to 0) = \frac{(\frac{L}{2}-1)!\, 2^{\frac{L}{2}-1}}{2^{L/2}\pi^{L/2} n_2^{L/2} \mu^{L/2}}$$

$$\vartheta_L(0,0) = \frac{4\sqrt{\pi}}{\Gamma}\left(\frac{L}{2}-1\right)!\,\frac{1}{2} \sum_{\substack{n_2=1 \\ (\mu=0)}} \frac{1}{n_2^L} + \frac{8\sqrt{\pi}\,\pi^{L/2}}{\Gamma} \sum_{\substack{n_2=1 \\ \mu=1}}^{\infty} \left(\frac{\mu}{n_2}\right)^{L/2} K_{\frac{L}{2}}(2\pi n_2 \mu) + 2(\cdot)$$

$$\vartheta_L(0,0) = 2^{\frac{L}{2}+1} \frac{(\frac{L}{2}-1)!}{(L-1)!!} \zeta(L) + \frac{8\cdot 2^{L/2}\pi^{L/2}}{(L-1)!!} \sum_{\substack{n=1 \\ \mu=1}} \left(\frac{\mu}{n}\right)^{L/2} K_{\frac{L}{2}}(2\pi n \mu) + 2\zeta(L+1)$$

$\vartheta_2(0,0) = 9{,}02$ – K-методом, это сошл. с MathCad $\sum_{n_1 n_2}(\dots)$ расчетом.

FMR $\omega(\vec{k}=0, d) = 1 - \frac{9\pi}{5} \sum_L (L-1) p_L \vartheta_L(0)$, $\omega_{FMR}(d=2.0) = 0.751$, как и $\sum_{n_1 n_2}(\dots)$ счет.

Для $\vartheta_L(\vec{r}) = \sum_{n_1 n_2} \frac{1}{[n_1^2+n_2^2]^{\frac{L+1}{2}}} e^{i\vec{k}\vec{n}}$ – нашли быстро сходящ. K-прог.

$$\vartheta_L^c(\vec{k}) = \left[-\frac{\partial^2}{\partial k_x^2} + \frac{\partial^2}{\partial k_y^2} - 2i\frac{\partial^2}{\partial k_x \partial k_y}\right] \vartheta_{L+2}(\vec{k}) = \sum_{n_1 n_2} \frac{[n_1^2 - n_2^2 + 2i n_1 n_2]}{[n_1^2+n_2^2]^{\frac{L+3}{2}}} e^{i\vec{k}\vec{n}}$$

229/136

(21/IV) Звонил на моб. Вечера с Франтика по поводу ее статьи. FMR в stripe arrays: посчитала $H_{res}(\theta)$ для width $w=50$ нм, height $h=4$нм, т.е. в 10 раз меньше exp. Glev. Два пика для $\theta \to 90°$, 1 stripe side. Взять $w=250$ нм, чтобы искл. exchange из ω_n. Найти Rado-W. paper. Строила глей exp. $H_{res}(\theta)$ и $M(H)$.

Virginia Cabata – Sabado se TNT – Madrid, Abs. по FMR nanopart. – Domingo Vargas Ejercicio

Вечером звонил в Одессу, они стоят 100 € за ее статью в DIPC

231/134

230/135 Звонил Глеб: FMR-ph. paper не готова, Comm. European Ph. D^n много.

Подписан Inv. letter for A. Nadzuk, просили написать у Fatyi, отдел Factura по ICSM. posteg

Ok. Обсужд. лит. к Multipole-papers, разоб Barman и Vogel (есть малые 2×1, 3×3 V. dot clusters), Γ-calc. for V. dot pair. Обсудили и K-метод для расчета рез. сумм.

(22-28/V) Поездка в Киев. Взял $500, привез с собой 400$ ($300 забрали на дела ун-т, из которых 200$ привез в июне 400$). И привезла 100€.

Сб. дома 280 : 440$ 200$ сб. на дачу

Semana • Aste 33

Встреча с Мелков и Коблянским (24/V)! 1) привез прилож. Мелкову и Вербовичу в прилож. Мелкову по элку; 2) обсужд. ответа Referee FMR-damp

Escaneado con CamScanner

Sci. Rep. paper; обсуждение ... simul. найти ошибку и проверить анализ ... radial mode ... Y22(ω10) - ... ; ч) подробности exp. Alie V - Broad Band FMR - канала Пурвер ... смещение (~0,001 dB) и как он ее добился; 5) Менков Чимов ... paper по non-linear resonance by ST

20

Astelchena · Lunes

Вопросы в налог. инсп. (Волоколамского р-на Киева; 1) 23/V - Ур. ИВ на дивиденды (нач. отдела налог. учета Анастасова Ирина Ивановна)
я резидент, от дерьм. на службу (декларация) non-resident - по этому будет такой
соглашаюсь с моими доводами - я non-resident, но не рез. информ. об
исчисл. налоге - доходе. Отказался дать, ссылаясь на нал. кодекс и попросил
написать в справке, что я как резидент ничего не должен за 2001 и 2002
2) 24/V выдана справка без ссылки на резидентство или нет, что
у меня на 23/V нет "долгу по податку не виявлено". Sci. Rep. to Slavin.
25/V снял нотар. copy с налог. справки, не доверяется ... Л. Дуб - не смог
мой паспорт просрочен

(28/V) Глеб прислал revised FMR-pinning paper, отредакт. и послал ... D. Тевага - JNN подтвердил (24/IV) обработку Ordizia-RTNSA papers → переслал ... ко запрос to Argentina. Сам был referee Phys. Lett. paper по T-Vortex ...

(29/V) Оксана принесла на пров. вычисл. $\vec{v}^c_L(\vec{k})$ и $\vec{v}_{gr}(\vec{k})$ - multipole paper. Срочно: 1) e-mail to de Loubens; 2) Sci. Rep. - paper by Oksana; 3) edit PRB-pinning с Глеб; 4) разбор non-lin. ST by Khvalkovsky; и $m_{x'}(\vec{s})$ 5) вопросы вкладов - FMR к Фархаду; 6) new идеи - Менкову (Chelny) 7) подб. miles Lufthansa; 8) отчет по Киев-trip; 9) орган. visit Madrid - Ukr. Embassy 10) Ferraz - JNN - RTNSA

E-mails to Aliev, Kakazei, Melkov о FMR-setup вопросах Менкова, de Loubens. Звонил Глеб: будет у нас 18-25 Apr. (2 поезд в Бильбао), подб. Менкову, фарсеку после поездки, но ≤ 6 мес. Вводим пункты miles to Lufthansa-site, система разреш. сделать до ≥ 14 дней. Заказ

Проверка $\vec{v}_{gr}$ и $\vec{v}^c_L(\vec{k})$ вычисл. by Оксана. Глеб приедет June 18-25

Звонил Фархад: positive response на APL - F/N/F dyn. Вопрос: почему ω_n - micromag × в 1.5 раза больше ω_n - exp. (Ms - simul. неверное?)

(30/V) Анализ pinning $m_{x'}(s, \varphi=0)$, $m_{x'}(k)$, 17, 20/IV дали FMR-pin. paper с Глеб. Edited/changed FMR-pinning MS и послал со-авторам. Ответ de Loubens на мои вопросы о MRFM of cyl. dots (описан). Revised APL - F/N/F с Фархадом. Разбор FMR-pin. paper ревизии с Фархадом

(31/V) Анализ - paper Fukuma - Sci. Rep. и рецензий на нее, послал decision letter to Fukuma - Otani. Preface к RTNSA - Proceed. Написание V, dot-pair и 2D-arrays Multipole papers с Окс. Кузьма и Глеб (6 мес) и глубже

(1/VI) Вычислил (17/V) $\vec{v}^c_L(\vec{k}) = \sum_{n_1 n_2} \frac{(n_1+in_2)^2}{\left[n_1^2+n_2^2\right]^{\frac{L+3}{2}}} e^{i\vec{k}\vec{n}}$, Сом. 17/V прямая сумма

232/133

$$\vec{v}^c_L(\vec{k}) = \sum_{\substack{n_1 n_2 \\ -\infty}}^{\infty} \frac{(n_1^2-n_2^2)}{|\vec{n}|^{L+3}} \cos(k_x n_1)\cos(k_y n_2) - 2i \sum_{\substack{n_1 n_2 \\ -\infty}}^{\infty} \frac{n_1 n_2}{|\vec{n}|^{L+3}} \sin(k_x n_1)\sin(k_y n_2), \quad |\vec{n}|^2 = n_1^2 + n_2^2$$

Очевидно $\vec{v}^c_L(0) = 0$, $\vec{v}^c_L(\vec{k}) \approx \vec{v}^c_L(0) + O(\vec{k}^2)$, $\vec{k} \to 0$ и $L > 2$, $\vec{v}^c_2(\vec{k}) = -\frac{2\pi}{3}\left(\frac{k_x+ik_y}{k}\right)$

В $\vec{v}^c_L(\vec{k})$ входят члены $(n_1=0, n_2 \neq 0)$ и $(n_2=0, n_1 \neq 0)$, но нет члена $(n_1=n_2=0)$.

$\vec{v}^c_L(\vec{k})$ - чисто Real, если $k_x, k_y = 0, \pi$; $\vec{v}^c_L(\vec{k})$ - чисто Imaginary при $k_x = k_y$.

$\frac{(\vec{n}\vec{s})^2}{|\vec{n}|^2} = e^{i2\varphi_{\vec{n}}}$ ... $\vec{n}$ ... $\vec{e}_{\vec{n}}$ ... n_1 и $\vec{v}^c_L(\vec{k}) = \sum_{n_1 n_2} \frac{e^{i\vec{k}\vec{n}} e^{i2\varphi_{\vec{n}}}}{|\vec{n}|^{L+1}}$, $\vec{k}\vec{n} = k|\vec{n}|\cos(\varphi_k - \varphi_{\vec{n}})$, $\operatorname{tg}\varphi_{\vec{n}} = n_2/n_1$

Escaneado con CamScanner

Benson-Mills' PR'69 планът за сметнатата $\beta_2^c(\vec{k})$ за $\forall k$ чрез $K(z)$.

$$\beta_L^c(\vec{k}) = \sum_{n_1 n_2} \frac{(n_1^2 - n_2^2 + 2in_1n_2)e^{i\vec{k}\vec{n}}}{[n_1^2+n_2^2]^{\frac{L+3}{2}}} = \sum_{\vec{n}} \frac{n_1^2}{(\cdot)} - \sum_{\vec{n}} \frac{n_2^2}{(\cdot)} + 2i \sum_{\vec{n}} \frac{n_1 n_2}{(\cdot)} = \beta_{1L}(\vec{k}) - \beta_{2L} + 2iS_L$$

$$\beta_{1L}(\vec{k}) = \sum_{n_1 n_2} \frac{n_1^2}{[n_1^2+n_2^2]^{\frac{L+3}{2}}} e^{i\vec{k}\vec{n}}, \quad \beta_{1L}(k_x, k_y) = \beta_{2L}(k_y, k_x).$$

$\alpha = n_1^2 + n_2^2 = |\vec{n}|^2$, $\frac{1}{\alpha^{\frac{L+3}{2}}} = \frac{1}{\Gamma(\frac{L+3}{2})} \int_0^\infty dt\, e^{-\alpha t} t^{\frac{L+1}{2}}$. $\frac{\Gamma(z)}{\alpha^z} = \int_0^\infty dt\, t^{z-1} e^{-\alpha t}$.

$$\beta_{1L}(\vec{k}) = \sum_{n_1 n_2} \frac{n_1^2}{[n_1^2+n_2^2]^{\frac{L+3}{2}}} e^{i\vec{k}\vec{n}} = \sum_{n_1 n_2} e^{i\vec{k}\vec{n}} n_1^2 \frac{1}{\Gamma(\frac{L+3}{2})} \int dt\, e^{-(n_1^2+n_2^2)t} t^{\frac{L+1}{2}} =$$

$$= \frac{1}{\Gamma(\cdot)} \int dt\, t^{\frac{L+1}{2}} \sum_{n_1} n_1^2 e^{-n_1^2 t} e^{ik_x n_1} \sum_{n_2=-\infty}^{\infty} e^{-n_2^2 t} e^{ik_y n_2} = \frac{1}{\Gamma} \int dt\, t^{\frac{L+1}{2}} \sum n_1^2 e^{-n_1^2 t} e^{ik_x n_1} \times$$

$$\times \frac{\sqrt{\pi}}{t^{1/2}} \sum_\mu \exp\left[-\frac{1}{t}(\pi\mu + \tfrac{1}{2}k_y)^2\right] = \frac{\sqrt{\pi}}{\Gamma} \sum_{n_1} \sum_\mu n_1^2 e^{ik_x n_1} \int dt\, t^{L/2} e^{-n_1^2 t} e^{-\frac{1}{t}(\pi\mu + \frac{1}{2}k_y)^2}$$

$$\int_0^\infty dt\, t^{\nu-1} \exp\left[-\frac{\beta}{t} - \gamma t\right) = 2(\beta/\gamma)^{\nu/2} K_\nu(2\sqrt{\beta\gamma}), \quad \nu = \frac{L}{2}+1. \quad \gamma = n_1^2, \quad \beta = |\pi\mu + \tfrac{k_y}{2}|^2.$$

$$\beta_{1L}(\vec{k}) = \frac{2\sqrt{\pi}}{\Gamma} \sum_{n_1 (n_1 \neq 0)} \sum_{\mu=-\infty}^{\infty} n_1^2 e^{ik_x n_1} \frac{|\pi\mu + k_y/2|^{\frac{L}{2}+1}}{|n_1|^{\frac{L}{2}+1}} K_{\frac{L}{2}+1}(2|n_1||\pi\mu + \tfrac{k_y}{2}|) =$$

$$= \frac{4\sqrt{\pi}}{\Gamma(\frac{L+3}{2})} \sum_{n_1>0} \sum_{\mu=-\infty}^{\infty} \frac{\cos(k_x n_1)}{n_1^{\frac{L}{2}-1}} |\pi\mu + \tfrac{k_y}{2}|^{\frac{L}{2}+1} K_{\frac{L}{2}+1}(2n_1|\pi\mu + \tfrac{k_y}{2}|) = \beta_{1L}(\vec{k}).$$

Mills: $S_x(\vec{k}) = \sum_{n_1 n_2} \frac{n_1^2 e^{i\vec{k}\vec{n}}}{[n_1^2+n_2^2]^{5/2}} = \frac{16}{3} \sum_{n_1=1} \sum_{\mu=-\infty} \cos(k_x n_1) |\pi\mu + \frac{1}{2}k_y|^2 K_2(2n_1|\pi\mu + \frac{k_y}{2}|) \Rightarrow$

$\Rightarrow \beta_{1L}(\vec{k})|_{L=2}$.

т.е. $\beta_{1L}(\vec{k})$ съвп. с Benson-Mills при $L=2$.

$\Gamma(\frac{L+1}{2}) = \frac{(L-1)!!}{2^{L/2}} \pi^{1/2}$, L-нечет. $\Gamma(5/2) = \frac{3!!}{2^2}\sqrt{\pi} = \frac{3}{2^2}\sqrt{\pi} = \frac{3}{4}\sqrt{\pi}$.

$$S_L(\vec{k}) = \sum_{n_1 n_2} \frac{n_1 n_2 e^{i\vec{k}\vec{n}}}{[n_1^2+n_2^2]^{\frac{L+3}{2}}} = \sum_{n_1 n_2} e^{i\vec{k}\vec{n}} n_1 n_2 \frac{1}{\Gamma(\frac{L+3}{2})} \int dt\, e^{-(n_1^2+n_2^2)t} t^{\frac{L+1}{2}}$$

$\frac{\partial}{\partial n_1} e^{-n_1^2 t} = e^{-n_1^2 t}(-1) t 2n_1$, $n_1 e^{-n_1^2 t} = -\frac{1}{2t} \frac{\partial}{\partial n_1} e^{-t n_1^2}$.

$$S_L(\vec{k}) = -\frac{1}{2} \frac{1}{\Gamma} \sum_{n_1 n_2} e^{ik_x n_1} e^{ik_y n_2} n_2 \frac{\partial}{\partial n_1} \int dt\, e^{-n_1^2 t} e^{-n_2^2 t} t^{\frac{L-1}{2}} - ?$$

Berg → $\sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{-tn^2} e^{ikn} = \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{t}} \sum_{\mu=-\infty}^{\infty} e^{-\frac{1}{t}(\pi\mu + k/2)^2} = f(t,k)$. можем ли диференц. f по k, t?

$$\frac{\partial f}{\partial k} = i \sum_n n e^{-tn^2} e^{ikn} = \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{t}} \sum_\mu \left(-\frac{1}{t}\right) 2(\pi\mu + \tfrac{k}{2}) \tfrac{1}{2} e^{-\frac{1}{t}(\cdot)^2} = -\frac{\sqrt{\pi}}{t^{3/2}} \sum_\mu (\pi\mu + \tfrac{k}{2}) e^{-\frac{1}{t}(\cdot)^2}.$$

$$S_L(\vec{k}) = \frac{1}{\Gamma} \sum_{n_1 n_2} e^{ik_x n_1} e^{ik_y n_2} n_1 n_2 \int dt\, t^{\frac{L+1}{2}} e^{-(n_1^2+n_2^2)t} =$$

$$= \frac{1}{\Gamma} \sum_{n_1} e^{ik_x n_1} n_1 \int dt\, t^{\frac{L+1}{2}} e^{-n_1^2 t} \left(\sum_{n_2} n_2 e^{ik_y n_2} e^{-n_2^2 t}\right) = \frac{1}{\Gamma} \sum_{n_1} e^{ik_x n_1} n_1 \int dt\, e^{-n_1^2 t} t^{\frac{L+1}{2}} \times$$

$$\times \frac{i\sqrt{\pi}}{t^{3/2}} \sum_{\mu=-\infty}^{\infty} (\pi\mu + k_y/2) e^{-\frac{1}{t}(\pi\mu + k_y/2)^2} = \frac{i\sqrt{\pi}}{\Gamma} \sum_{n_1} \sum_\mu e^{ik_x n_1} n_1 \int dt\, t^{\frac{L}{2}-1} e^{-n_1^2 t} e^{-\frac{1}{t}(\pi\mu + \frac{k_y}{2})^2} (\pi\mu + \tfrac{k_y}{2})$$

$$= \frac{i\sqrt{\pi}}{\Gamma} \sum_{n_1} \sum_\mu e^{ik_x n_1} n_1 (\pi\mu + \tfrac{k_y}{2}) \cdot \frac{|\pi\mu + k_y/2|^{L/2}}{|n_1|^{L/2}} K_{\frac{L}{2}}(2|n_1||\pi\mu + k_y/2|) =$$

$$= -\frac{4\pi^{1/2}}{\Gamma} \sum_{n_1>0} \sum_{\mu=-\infty}^{\infty} n_1 \sin(k_x n_1) (\pi\mu + \tfrac{k_y}{2}) \frac{1 \cdot 1^{L/2}}{|n_1|^{L/2}} K_{\frac{L}{2}}(2n_1|\pi\mu + \tfrac{k_y}{2}|) =$$

$$= -\frac{4\sqrt{\pi}}{\Gamma(\frac{L+3}{2})} \sum_{n_1>0} \sum_{\mu=-\infty}^{\infty} \frac{\sin(k_x n_1)}{n_1^{\frac{L}{2}-1}} (\pi\mu + \tfrac{k_y}{2}) |\pi\mu + \tfrac{k_y}{2}|^{L/2} K_{\frac{L}{2}}(2n_1|\pi\mu + \tfrac{k_y}{2}|) = S_L(\vec{k})$$

Escaneado con CamScanner

Abuztua · Agosto
22
Astearkena

$$\vartheta_L^c(\vec{k}) = \sum_{\vec{n}} \frac{e^{i\vec{k}\vec{n}}\, e^{i2\varphi_{\vec{n}}}}{|\vec{n}|^{L+1}} \underset{k\to 0}{\approx} \vartheta_L^c(0) - \frac{1}{2}\sum_{\vec{n}} \frac{(\vec{k}\vec{n})^2 e^{i2\varphi_{\vec{n}}}}{|\vec{n}|^{L+1}} = (0) - \frac{k^2}{2}\sum_{\vec{n}} \frac{\cos^2(\varphi_k-\varphi_n)}{|\vec{n}|^{L-1}}$$

$$= \vartheta_L^c(0) - \frac{1}{4}k^2 \sum_{\vec{n}} \frac{1}{|\vec{n}|^{L-1}} \cos^2(\varphi_k-\varphi_n)\left[\cos 2\varphi_n + i\sin 2\varphi_n\right] = (0) - \frac{k^2}{2}\sum_{\vec{n}} \frac{1+\cos 2(\varphi_k-\varphi_n)}{|\vec{n}|^{L-1}}\left[\cos 2\varphi_n + i\sin 2\varphi_n\right] =$$

$$= \vartheta_L^c(0) - \frac{k^2}{4}\sum_{\vec{n}} \frac{1}{|\vec{n}|^{L-1}} \cos 2(\varphi_k-\varphi_n)\left[\cos 2\varphi_n + i\sin 2\varphi_n\right] = \vartheta_L^c(0) - \frac{k^2}{4}\sum_{\vec{n}} \frac{1}{|\vec{n}|^{L-1}} \times$$

$$\times\left[e^{i2\varphi_k}\cos 2\varphi_k \cos^2 2\varphi_n + i\sin 2\varphi_k \sin^2 2\varphi_n + (i\cos 2\varphi_k + \sin 2\varphi_k)\frac{1}{2}\sin 4\varphi_n\right] =$$

$$= (0) - \frac{k^2}{4}\sum_{\vec{n}} \frac{1}{|\vec{n}|^{L-1}}\left[e^{-i2\varphi_k}\cos^2 2\varphi_n + i\sin 2\varphi_k + \frac{i}{2}e^{-i2\varphi_k}\sin 4\varphi_n\right], \quad L>2.$$

$$\vartheta_L^c(\vec{k}) = \vartheta_L^c(0) - \frac{k^2}{8}\sum_{\vec{n}} \frac{1}{|\vec{n}|^{L-1}}\left[e^{i2\varphi_k} + e^{-i2\varphi_k}e^{i4\varphi_{\vec{n}}}\right]$$

$$\vartheta_L^c(\vec{k}) = \vartheta_L^c(0) - \frac{1}{8}k^2 e^{i2\varphi_k}\sum_{\vec{n}} \frac{1}{|\vec{n}|^{L-1}}\left[1 + e^{i4(\varphi_{\vec{n}}-\varphi_{\vec{k}})}\right], \quad L>2, \ (k_0)\ll 1.$$

$$\vartheta_L(\vec{k}) = \sum_{\vec{n}} \frac{1}{|\vec{n}|^{L+1}} e^{i\vec{k}\vec{n}} = \vartheta_L^c(\vec{k}, \varphi_{\vec{n}}=0) = \vartheta_L(0) - \frac{k^2}{4}\cos 2\varphi_{\vec{k}} \sum_{\vec{n}} \frac{1}{|\vec{n}|^{L-1}}, \quad L>2$$

$\sum_{\vec{n}} \frac{1}{|\vec{n}|^{L-1}} = \vartheta_{L-2}(0)$, $L\geq 2$, $L=4,6,8,\ldots$, сходится при $L>2$.

$$\vartheta_L^c(\vec{k}) = \vartheta_L^c(0) - \frac{k^2}{8}\cdot 2\sum_{\vec{n}} \frac{\cos(\varphi_{\vec{k}}-\varphi_{\vec{n}})}{|\vec{n}|^{L-1}} e^{i2\varphi_{\vec{n}}}.$$ Разлож. k_1^2-члены в $\vartheta_2(\vec{k})$, $\vartheta_2^c(\vec{k})$ - отдельно.

$\vartheta_2(\vec{k}) = \vartheta_2(0) - 2\pi k$, $\vartheta_2^c(\vec{k}) = -\frac{2\pi}{3} k e^{i2\varphi_{\vec{k}}} + O(k_1^2)$, см. Politi PRB02.
k_1^2-члены в $\vartheta_2(\vec{k})$, $\vartheta_2^c(\vec{k})$ неаналитичны при $\vec{k}\to 0$ (могут быть).

$\forall \vec{k}$: $\vartheta_L^c(\vec{k}) = \vartheta_{1L}(k_x,k_y) - \vartheta_{1L}(k_y,k_x) + 2i\,S_L(\vec{k})$.

1) $\vec{k} \parallel (1,0)$, $k_x, k_y = 0$. $S_L(k_x,0) = S_L(0,k_y) = 0$.

$$\vartheta_L^c(k_x,0) = \vartheta_{1L}(k_x,0) - \vartheta_{1L}(0,k_x) = \frac{4\sqrt{\pi}}{\Gamma}\sum_{n_1>0}\sum_{\mu=-\infty}^{\infty} \frac{\cos k_x n_1}{n_1^{L/2-1}} |\pi\mu|^{\frac{L}{2}+1} K_{\frac{L}{2}+1}(2n_1|\pi\mu|) -$$

$$- \frac{4\sqrt{\pi}}{\Gamma}\sum_{n_1>0}\sum_{\mu} \frac{1}{n_1^{\frac{L}{2}-1}} \left|\pi\mu + \frac{k_x}{2}\right|^{\frac{L}{2}+1} K_{\frac{L}{2}+1}\left(2n_1\left|\pi\mu+\frac{k_x}{2}\right|\right),$$ где $\vartheta_L^c(k_x,0)$ - вычисляется обычно.

2) $\vec{k} \parallel (1,1)$, $k_x = k_y = \frac{1}{\sqrt{2}}k$. $\vartheta_L^c\left(\frac{k}{\sqrt{2}}, \frac{k}{\sqrt{2}}\right) = 2i\,S_L\left(\frac{k}{\sqrt{2}}, \frac{k}{\sqrt{2}}\right)$, $k^2 = k_x^2 + k_y^2$

$$\frac{(n_1+in_2)^2}{(n_1^2+n_2^2)} = \cos 2\varphi_n + i\sin 2\varphi_n = e^{2i\varphi_n} = \cos^2\varphi_n - \sin^2\varphi_n + i2\sin\varphi_n\cos\varphi_n$$

Обсудить с Олегом. двух Multipole papers и расчета $\vartheta_L^c(\vec{k})$ К-методом. написание 1ой Multipole paper : Gen. approach + 2 dot pairs.

(2/VI) $\vartheta_L(\vec{k})$ 2/VI (К-метод) записан в MathCad. Сначала хорошо $\forall \vec{k}$, кроме $\vec{k}=0$, $L=2$, где надо избавиться от неопределен. $\mu^{L/2} K_{\frac{L}{2}}(2\pi n_2\mu)\big|_{\mu\to 0}$ аналитически.

$\vartheta_L^c(\vec{k}) = \vartheta_{1L}(k_x,k_y) - \vartheta_{1L}(k_y,k_x) + 2i\,S_L(\vec{k})$, $S_L\left(\frac{k}{\sqrt{2}}, \frac{k}{\sqrt{2}}\right)$ вычисл. для $L=2$.

построить $\mathrm{Re}\,\vartheta_L^c(k_x,0)$, $\mathrm{Im}\,\vartheta_L^c(\vec{k})$, $\vec{k}\parallel(1,1)$ как Figs к M. paper.

$\omega(\vec{k})$ К-методом совп. с $\omega(\vec{k})$ прежним $\sum(.)$, но считается намного быстрее. $\vec{v}_{gr} = \frac{d\omega}{d\vec{k}}$ - символьн. диф. MathCad считает долго.

234/131

$$\vec{v}_{gr} = \frac{\partial\omega}{\partial\vec{k}} = \frac{\lambda}{\omega(\vec{k})}\left[-\frac{\partial J_1}{\partial\vec{k}} + \lambda J_1\frac{\partial J_1}{\partial\vec{k}} - \lambda|J_2|\frac{\partial|J_2|}{\partial\vec{k}}\right] = \frac{\lambda}{\omega(\vec{k})}\left[(\lambda J_1 - 1)\frac{\partial J_1}{\partial\vec{k}} - \frac{\lambda}{2}\frac{\partial|J_2|^2}{\partial\vec{k}}\right]$$

$\lambda = 8\pi/5$ - pole free model. $J_2 = J_2' + iJ_2''$. $\frac{\partial|J_2|^2}{\partial\vec{k}} = \frac{\partial}{\partial\vec{k}}\left[(J_2')^2 + (J_2'')^2\right] = 2\left[J_2'\frac{\partial J_2'}{\partial\vec{k}} + J_2''\frac{\partial J_2''}{\partial\vec{k}}\right]$

$$\frac{\partial J_1}{\partial\vec{k}} = \frac{\partial}{\partial\vec{k}}\sum_L (L-1)P_L\frac{1}{d^{L+1}}\vartheta_L = \sum_L (L-1)P_L\frac{\partial\vartheta_L}{\partial\vec{k}}, \quad \frac{\partial J_2}{\partial\vec{k}} = \sum_L (L+1)P_L\frac{\partial\vartheta_L^c}{\partial\vec{k}}.$$

34 Aste | Semana

$$e^{i\vec{k}\vec{n}} = \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} i^\nu J_\nu(kn)\, e^{i\nu(\varphi_k-\varphi_n)}, \quad \vartheta_L^c(\vec{k}) = \sum_{\vec{n}}\sum_{\nu} \frac{e^{i2\varphi_n}}{n^{L+1}} i^\nu J_\nu(kn) e^{i\nu(\varphi_k-\varphi_n)}$$

Escaneado con CamScanner

$\sum_{\vec{n}} f(n) e^{i\mu\varphi_n}$ удовл. симметрии кв. решетки $\varphi_n \to \varphi_n + m\frac{\pi}{2}$, $\mu = 0, \pm 4$.

$\mu = 2(2-\nu) = 0, \pm 4$, $\nu = 2, -2, 6$. $B_L^c(\vec{k}) = \sum_{\vec{n}} \frac{1}{n^{L+1}} \left[-J_2(kn) e^{i2\varphi_k} e^{i2\varphi_n} + \right.$

$+ J_6(kn) e^{i6\varphi_k} e^{-i4\varphi_n} \left. - J_6(kn) e^{i6(\varphi_k - \varphi_n)} \right]$. Точнее $\mu = 4k$, $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

$= -\sum_{\vec{n}} \frac{1}{n^{L+1}} e^{i2\varphi_n} \left[2J_2(kn)\cos 2(\varphi_k - \varphi_n) \right.$

при $k \to 0$ $B_L^c(\vec{k}) = -2\sum_{\vec{n}} \frac{e^{i2\varphi_n}}{n^{L+1}} J_2(kn)\cos 2(\varphi_k - \varphi_n)$

$B_L(\vec{k}) = B_L(0) - 2\sum_{\vec{n}} \frac{1}{n^{L+1}} J_2(kn)\cos 2(\dots)$ – тоже.

$B_L(\vec{k}) = \sum_{\vec{n}} \frac{1}{n^{L+1}} e^{i\vec{k}\vec{n}} = \sum_{\vec{n}} \sum_{\nu} \frac{i^\nu}{n^{L+1}} J_\nu(kn) e^{i\nu(\varphi_k - \varphi_n)} = \left| \nu = 0, \pm 4, \pm 8, \dots \right.$

$= \sum_{\vec{n}} \frac{1}{n^{L+1}} \left[J_0(kn) + J_4 e^{i4(\varphi_k - \varphi_n)} + J_{-4} e^{-i4(\varphi_k - \varphi_n)} + \dots \right] =$

$= \sum_{\vec{n}} \frac{1}{n^{L+1}} \left[J_0(kn) + 2J_4(kn)\cos 4(\varphi_k - \varphi_n) + \dots \right]$, $B_L(\vec{k}) \underset{k\to 0}{\cong} \sum_{\vec{n}} \frac{1}{n^{L+1}} J_0(kn)$

Итак $B_L(\vec{k}) = \sum_{\vec{n}} \frac{1}{n^{L+1}} \left[1 - \frac{1}{2}(\vec{k}\vec{n})^2 \right] = B_L(0) - \frac{1}{2} k^2 \sum_{\vec{n}} \frac{1}{n^{L-1}} \cos^2(\varphi_k - \varphi_n) =$

$= |$после замены углов из-за симм.$| = B_L(0) - \frac{1}{4} k^2 \sum_{\vec{n}} \frac{1}{n^{L-1}}$.

$J_\nu(x) = \sum_{m=0} \frac{(-1)^m}{m!\,(m+\nu)!} \left(\frac{x}{2}\right)^{\nu+2m}$, $J_0(x) = 1 - \frac{1}{4}x^2$, оба выраж. совпад.

$B_L(\vec{k}) = \sum_{\vec{n}} \frac{1}{n^{L+1}} J_0(kn)$ при $\vec{k} \to 0$, $B_L^c(\vec{k}) = -2\sum_{\vec{n}} \frac{J_2(kn)}{n^{L+1}} e^{i2\varphi_n} \cos 2(\varphi_k - \varphi_n)$

Это при $L > 2$. Если $L = 2$, то выбрасывая ($\nu = 4e$) $J_\nu(kn)$ при $k \to 0$ нельзя.

$J_\nu(kn)$ – представ. удобно если строить $\omega(\varphi_k)$, $\vec{e}_{gr}(\varphi_k)$ с $k = \text{const}$

$J_1(\vec{k}) = J_1(0) - 2\pi \frac{P_2}{d^3} k + O(k_2^2)$, $J_2(\vec{k}) = J_2(0) - 2\pi \frac{P_2}{d^3} k e^{i2\varphi_k} = -2\pi \frac{P_2}{d^3} k e^{i2\varphi_k}$

$\omega^2(\vec{k}) \sim J_1^2(\vec{k}) - |J_2(\vec{k})|^2 = J_1^2(\vec{k}) - 4\pi^2 \frac{P_2^2}{d^6} k^2$ – изотропно по $\vec{k}$.

Член $\sim J_1(0) O(k_2^2)$ в $J_1^2(\vec{k})$ может зависеть от φ_k. ($\vec{k} \to 0$)

(4/VI) Обсуждение Preface – RTNSA с Julian (Julian согл. быть co-author, Rantxa не хочет быть Guest Editor of JNN). Все appl. to JEMS.
Написание текста 2nd Multipole paper. Обсужд. Multipole papers с Acc.
Обсужд. ABS – TMT – TMR ↑ ○ ↓ nanoparticles with Virginia (Sph. Madrid)

(5/VI) С Л. в „Bankia". Juan Marco: 1) акции подешевели из-за политики банки в рекапитализации; 2) Bankia сейчас имеет одну кв. на продажу, в след. году их будет много (credit договора продлены);
3) страховка вкладов Bankia – 100 к€ на каждого вкладчика (200 к€ я и ж.)
4) Нов. к обмену $ → € и будет все June, кроме June 21, 22)
Обсужд. с Acc. magnonics paper by Montoncello – APL'2012 и ост. ее paper.
Acc. освоб. с 15^{00} (тренировка) – до 18^{30} (до 16^{30}) не сравнивая разрем. и с откл. разрем. любимой Ольгой, это переводила вещи на нов. кв. Замечание, извинение.
Разговор с Acc. и Глеб о TMR – priming paper: читают Серж и Лукман, обещали June 10/VI прислать revised paper и ответы Referee.
Acc. edited 7 pages из 14 Multip. paper I за 4–5/VI – всего – то.

235/130

(6/VI) Ikerbasque Workshop: подавать на ERC grants, подхождение.
15/VI откр. BERC Mat. Sci. center in Leioa (M. Barandiaran)
120 Iker. professors, в 2012 взяли 6 чел. – все по Bio – или Brain...
Работа с Acc. над текстом Multipole exp. part I.

(7/VI) Срочно: 1) ~~Julian~~; 2) ~~Kiev trip~~; 3) ~~Been – проф. Miles Lightfoot~~;
4) Kiss to Ukr. Embassy; 5) Appl. by Umeå; 6) ~~Preface – JNN~~;
7) ~~JMMM – paper Aiping~~; 8) ~~PRB papers – Kokorin – Acc.~~; 9) Dep. ~~Editor~~ PLett Roy. Soc. RSoc

Semana • Aste 34

Escaneado con CamScanner

Работа над Multipole IMS с Ouc. Начало
Вчерашнее. Дождливый праздник с Multipole-IMS и Graph. На работе 15:30 – 17:30
и дома вечером 18:30 – 19:30. Разбор Nanotube-JMMM paper Ai-Ping и отсев to Referee
Journal Mol. Sci. Rep. FMR-paper с Mellon Sebutin. Deadline Multipole IMS
(VI) 24 Семинар под/руководством Theory and Simul. Работа с документами
By Ai-Ping, Arantxa, Virginia и Ouc. по текущей работе. На обед
в рест. с Julian, s, Nata с л. и фонтанах. Фермад прислал Proof APL-F/N/F
Эрбиям. Ортаг поддержал postdoc appl. By Ura ai - Basque c. - U.K
M. Barandiaran прислали на собеседование Mat-Sci, Center in Bilbao its Ikerbasque

(9-10/VI) Proof APL-F/N/Fdyn. Работа с N.D. / Revision Nanotubes-DW paper-JMMM.

(11/VI) Работа по MEG-grants: 1) 369,20 € (Ouc.) - trip Madrid, 2) 113,02 €
(95,78 без IVA) - posters (Ouc. 1/part); 3) 453,00 € (Ouc.) WMM'12 Conf. fee Bilbao,
4) plotwires + tubus 64,66 € (54,80 без IVA) - Ouc. 1/part; 5) 544,59 € (NSF) -
Julian Conf. fee INTERMAG'12; 6) 400 € (NSF) - Conf. fee, Istanbul'12 - Bus;
7) 1218,94 € (NSF), Istanbul'12 - Bus; 8) 480,53 (NSF) - Самбур'12 - Ouc.
(аванс ~800 € в марте'12),
9) 403,00 € (NSF) - Conf. fee Magnonics'12 - Ouc.

Revision JMMM - Nanotubes paper с Ai Ping. Начало Multipole IMS с Ouc
Рутгерс гр. - Sweden.

(12/VI) Response referee Nanotubes, Figs и re-submission MS. Переделка
Multipole MS с Ouc. (начинать Into Vortex review, закончить review),
посчитал $U_{int}(d) = \sum_L u_L/d^{L+1}$ для F/N/F V. dot по Gus' APL'05.

(13/VI) На эмг. English с A. Ouc F/N/F vortex dot m.interact. energy и
$\sim F(\beta, d_S) = \int_0^\infty \frac{dt}{t^2} e^{-d_S t}[1-e^{-\beta t}]^2 I^2(t)$, $I(t) = \int_0^1 dx\, x\, J_1(tx)$.
положить $\theta_R = 0$ в общем $I^{-M}_L(\hat{R})$, тогда $I^{-M}_L = \frac{\delta_{M0}}{d^{L+1}}$, т.к. $P^M_L(1) = \delta_{M0}$.

Eq. (5) $T_{ll'm,-m} = (-1)^{l'}\binom{L}{l+m}^{1/2}\binom{L}{l-m}^{1/2}\frac{1}{d^{L+1}}\delta_{M0}$, $M = m+m'$. F/N/F dot interact

$$U_{int}(d) = \sum_{ll'm}(-1)^{l'}\binom{L}{l+m}^{1/2}\binom{L}{l-m}^{1/2}\frac{1}{d^{L+1}}Q^m_l Q^{-m}_{l'} = \sum_L \frac{u_L}{d^{L+1}},\ m=\pm 1$$

т.к. Q^m_l - Vortex

$$u_L = \sum_l (-1)^{L-l}\binom{L}{l+1}^{1/2}\binom{L}{l-1}^{1/2}\left[Q^1_l Q^{-1}_{L-l} + Q^{-1}_l Q^1_{L-l}\right]$$ (расчеты при d>1)

Q^{t+1}_l (l-момент.) - для shifted vortex in cyl. dot вычислены, u_L - почти задача,
хоть и громоздки.

Можно прямо $U_{int}(d) \sim \int_0^\infty \frac{dt}{t^2} e^{-dt} e^{\beta t}[1-e^{-\beta t}]^2 I^2(t)$

236/129

$\vec{R} = R_z\hat{z}$, $R_z = d_S R + 2L/2 = d_S R + L$ или $\underline{d} = \frac{|R_z|}{R} = d_S + \beta$.
Но $d \ll 1$, т.к. $d_S = D/R \ll 1$, $\beta \ll 1$ для типичных F/N/F dots

$$U_{int}(d) \sim 4\int_0^\infty dt\, e^{-dt}\left(\frac{\mathrm{Sh}^2\frac{\beta t}{2}}{t^2}\right) I^2(t)$$ - интеграл Лапласа.

Можно найти по виду $U_{int}(d) \sim \sum_s \frac{a_s}{d^{s+3}}$ asymptotic expansion
по $1/d$. Оно опред. $\int dt\, e^{-dt} f(t)$ поведением $f(t)$ при $t \to 0$.
Но это разложение будет хорошим при $d \gg 1$, у нас $d \lesssim 0.1$ по
физ. соображениям.

Если $dt = \frac{|R|}{R}\frac{R}{L}\beta t = d'\beta t$, $d' = |R|/L = (D+L)/L = 1 + \frac{D}{L} > 1$.
$\beta t = \tau$.

$$U_{int}(d') = 4\beta\int_0^\infty d\tau\, e^{-d'\tau}\frac{\mathrm{Sh}^2\tau/2}{\tau^2} I^2(\tau/\beta).$$

$$I(t/\beta) = \int_0^1 dx\, x\, J_1\left(\frac{\tau}{\beta}x\right) = \left|\frac{x}{\beta} = \xi\right| = \beta^2\int_0^{1/\beta} d\xi\, \xi\, J_1(\tau\xi) = I(t).$$

$J_1(\tau)$ много раз, но τ^n при $\tau \to 0$, т.к. будет $\int d\xi\, \xi^{n+1}\tau^n = \frac{\tau^n}{(n+2)}\left(\frac{1}{\beta}\right)^{n+2}$
- разложение по $(\tau/\beta)^n$. τ/β ($\beta \le 0.1$) - не есть малый параметр.

Escaneado con CamScanner

multipole expansion приходит если D > всех им. раз-
меров системы. Это уже грубо , но не так грубо 
(14/VI) Домашен с Оксаной submitted to D PRB paper Multipole
expansion, P I ("Orb. nogx og и pair dynamics of vortices)".
(15/VI) Workshop в Bilbao по новому оперированию Mater. Sci. с упор
(UPV + Ikerbasque). Говорим с супервор. M. Barandiaran — где мат.
группа a) bio-mag particles b) m. nanostructures. Пригну Theory Seminal
нами не планируем. Курицангаева и Сашов. Познакомл. с Rosa Tiberto (Turin).
Seminar. arrays of cyl. dots и ○○○ arrays dots of dif. R.
(16-17/VI) с А. по мат. Магн. с А., на велосипедах с А. Дорог.
(18/VI) Переда Julian'y образцы от Blanca Hernando. Julian: открыта UPV PhD stipends
Julian: мне нужно Preface-Ordiza и Verducci о UPV-PhD stipend.
обсужд. с Окс. Задачи de Loubens change $\vec{w}_0$ ($\vec{H}_m$ of FM tip)
(19/VI) написание Preface-JNN-RTNSA, обсужд. его с Julian. Выписка
коррекции Nat. Sci. Rep. - new in FMR. Упр. - UK Euro' 2012, семинар-Гиеб.
(20/VI) работа с Гиеб над FMR-pin. paper revision и ответами to Referee
обсужд. с Окс. w_0 (fm-tip) — не может быть, $\vec{S}_0(\vec{H})$ посчитать.
перевел 1000 3.000€ временно. Подгот. Preface RTNSA-JNN.
(21/VI) обзор new papers Otani (ACS Nano), Wintz-PRB'12, Schulz' Nat. Phys.'12.
интер $W_2(\vec{x}, \vec{H})$ с Окс. для $w_0(\vec{H})$. Напис. Preface RTNSA-JNN.
Kaisersl.-Conf. анкета до July 15, JEMS' Parma — анкета до July 9.
(22/VI) Окс. помог в Hospital, Miramon. Встреча с А. Гущина - Замечания docs
для PhD application of Tiberio Verducci. Subm. JNN-RTNSA Preface.
E-mails to Ukr. Embassy (meeting?) и to Unai (Postdoc appl.).
Запрос comments по Gus' PRB'os в с., PRB'10 'gauge of M. Fähnle.
(23/VI) Работа на revis. FMR-pinning paper. Прогулка по San Seb. с В. Голуб и
В. семьи с Гиебом (m. Ugrul, Igeldo, La Perla etc.).
(24/VI) Re-subm. с Гиеб FMR-pinning to PRB. Письмо с Ук. Красовские в
принятии JMMM-paper DW in Nanotubes с Ai Ping. посмотрим.
(25/VI) Переговоры с Julian, подписал Inv. letter Мейкову и его мне.
Julian пробег proceed. Conf. Ghent, Belgium, с нашей paper по finemet.
Разг. с Окс.: сост. расчета tip-dot $w_0(\vec{H})$ de Loubens ее сост. после
update Ikerbasque web-site. Change of Preface JNN-Julián. очередь.
Дома: 1) Visit to Ukr. Embassy July 3 is to Porto; 2) Appl. by Unai
3) Appl. by Verducci; 4) Pers. Phys. Lett.; 5) Перевод. работа N. Sci. Rep.
6) JEMS Parma Conf-fee до July 9 Hotel, tickets; 7) Kaiserslaut. Conf. fee до July 15, Hotel tickets с Аллочка
(переехали Hotel dates в S. Margherita)
8) Multipole - PRB - II part; 9) Фото A.F. 8+4, 3.5×4.5 cm.
(26/VI) Звонили Ю.Ш. в Упр. посольство (Madrid), сверили дос-ва на RTM же
и договор. о встрече в Madrid, July 3, 11 AM. Hotel в Madrid.
Обсужд. дос-ов на PhD application Verducci с Julian // Пер. и нег. Ю. дос-ов
Взял RyanAir tickets (К., П., А.) Madrid ⇄ Porto на 5 July — 12 July через eDreams. Помог бумагов в Kaiserslautern (BIO-Frankfurt) (Hotel) 239/126
Помощь А. по исходам. послал PhD-plan Verducci to Гущина, и Erzsébet
(form PhD с моими 5 papers to I. Juaristi. E-mail to Unai.
(27/VI) Math Cad-Окс Multipole p. $v_{gr}(\vec{k})$. Окс-е мод. и беседа о фр. и конгр. планах
E-mail to Fähnle.

$v_{gr}(\vec{k}\to 0) = 2\pi\lambda \cdot P_2/d^3$ в eg. $\omega_0 D$. В arc. eg. $v_{gr} = 2\pi \frac{P_2}{d^2}\omega_M L$, где

$P_2 = 1/36$ (pole-free m.) или $P_2 = 1/16$ (rigid v.). $\lambda\omega_0 = \omega_M\beta$ — не забыть! Semana Aste Boabdil

$v_{gr}^{p.f.}(0) = 2\pi \cdot \frac{9\pi}{5} P_2/d^3 = 2 \cdot 9 \frac{\pi^2}{5}\frac{1}{36}\frac{1}{d^3} = \frac{\pi^2}{10}\frac{1}{d^3}$. $v_g^{p.f.}(0) = 0{,}987\frac{1}{d^3} \to \max v_g = 0{,}123$

Escaneado con CamScanner

Abuztua · Agosto

28

Мат $v_{g1}(0) = 0.1234$ м/μs $d = 2$. ICMM – Kaiserslautern

new poster (Vogt - Subhostavets на Vort. rad. 2W (PRB'11). Aug. 26 Reg. и обсужд. multiple paper с Окс. // Пратих Нобел в Atlantya и Bootcamp. Запис highlights - Nanotubes JMMM и знимъка в 3. Bootcamp. Изпратих poster + Poster to Heller. Изпратих заявка за ком. ICMM'12 Abstract

(29/VI) Изпратих финалния paper "Winter's magnons" на JEMS Бонесо. Подписах Сертификатите. Изпратих paper to Futuna - Sci. Rep. в MS online tracking system. Init. lett. to Nadyuk и подтв. адреса и ком. to Mellor и Вордъ. Приход.

Одам Ghent - WMM'12 Julian's exp. report to Patxi и изпратих молба за Init. lett Ana Nagore. Обсужд. driving license appl. for Nara. Агентът (она звънна в office, че спасява, че status ѝ е ок. На асоциет. до 25 July, appointment day, Ат. подвердила, че Укр. консулът ѝ е ок. Обсужд. Eur. Ph D. с Окс. (Оказва се, че 3 мес. stipend можел само за Испания. FPU или FPI Madrid PhD програми, но не задължително). Обсужд. с Окс. Multiple paper II (изпратен ѝ Revis. draft) и $\omega_G(\vec{H})$ - в който она започнала с писмени коорд. tip и dot и размерности на x, y (пари на R_{tip} и R_{dot}). Изчисление числ. $v_x(k_x)$ и $v(k)$ дис. (11), $v_{gr}(\varphi_k)$ при $kd = 1$ и 2. $v_{gr}(\varphi_k)$ max при $\varphi_k = 54°$, $\vec{k} \parallel (11)$, v_g в ед. $\omega_0 D = \omega_0 R d = \frac{20}{9}\gamma M_s \frac{1}{R} R d$ (p.d.) $= \frac{20}{9}\gamma M_s L d = \frac{5}{9\pi}\omega_M L d$.

$v_g(m/s) = v_g^{безразм.} \times \left(\frac{5}{9\pi}\omega_M L d\right)$. Взели $d=2$, $L = 50$ nm, $\omega_M = 2\pi \cdot 30$ GHz

$\frac{5}{9\pi}\omega_M L d = \frac{5\cdot 2}{9}\left(\frac{\omega_M}{2\pi}\right) L d = \frac{10}{9} \cdot 30 \cdot 10^9 \frac{1}{s} \cdot 50 \cdot 10^{-9}\, m \cdot 2 = 3{,}33 \cdot 10^3 \frac{m}{s}$ $\left(\frac{10}{3}\cdot 10^3 \frac{m}{s}\right)$

- в pole free model. $v_g(m/s) = v_g^{безразм.} \times 3{,}33 \cdot 10^3 \frac{m}{s}$,

JMMM - highlights / Сравн. $\omega(\vec{k})$ - разлог дис Окс.

(30/VI) Изпратих и subm. review - Doporndt, T - Vortex dyn., Phys. Rev. Lett. A Обсужд. с Окс. резултати: 1) нов начин chess-board pr и hexagon. lattice дис multiple paper; 2) Взели Zig. v. model дис $\omega_G(\vec{H})$ - H_x - v. core shift и фактор $\frac{J}{p}(t)$.

(1/VII) Subm. Kobljanskyj / Nat. Sci. Rep. to Ukrab. web. site. Всичко на July 1: 5 published papers (JAP, APL, Nat. S. Rep., JSNM + WMM-Conf.) + 1 расшир. Abs (3 pages); и 2 accepted (JNN-Colu и JMMM-Nanotubes) + 1 Preface JNN.

Уточнени и submitted Res. Highlights to JMMM по paper DW-Nanotubes-Alloys.

Спорно: 1) Appl. by Uman (recom. lett.); 2) Conf. fee - Roma до July 9 (Eurpeum Hotel S. Margherita)

3) Форма на онлайн Conf. fee to ICMM.

(2-12/VII) Travel Madrid (2-5/VII) - Porto (5-12/VII). Върнах се в Укр. посолство (3/VII) сдам to Julia application на Пламък К. + А. (120 € appl. fee + 30 € за конс. узоч. подписи А. на соц. ПМ ък со линии). Julia сключи Соц. взела appl. на А. Зелена паспорта, но ее не взела, защото, Защо А. нужна Укр. прописка и Укр. вътр. паспорт сключи, дис сдадат Запис в Укр. минимум на месец прописки.

С Л. и А. Prado, Space Museum център Мадрид, корем. фигури.

5/VII вер. - 12/VII visit to Porto в рамки travel grant. Обсужд. с Рибам темы ERC - grant (Spain - Portugal и - PI), Вълнам и изпратих Proof JMMM с Ai Ping. Разбор AF - ST papers by Gomonay et al. (Hfs accil.) EMS - Vortex Ono - Maekawa и APL'11 - Polenshkin по 1D magnonics (j-current задължително) Вълнам to create $\Delta\omega_{sw} \approx 10$ GHz и как j влиза на mc period?).

С Л. А. Гледам в центр Porto, океан, набиране наук.

35 Asia a Semana Изпратих въпроси по Kerlin - ST - Dussaux - PRB'12: какво нов. lin. coef. to ω_G и $\Delta(S)$ при увеличаване. Мои Gaididei и Dussaux - Хвалковски.

Escaneado con CamScanner

(13/VII) Передача PHR-рез. ровер by Plantxa. Обсужд. с акс. тех. Multipole расчеты – вычисл. много планов от July 2. Беседа с Ольгой по тел – 1) налог. справку передать под standard-resident, 2) [illegible] 3) [illegible] в мой паспорт. Налог. номер в [illegible] в офис Сибирину приходить – недостаточно.

(14/VII) Eroski с Л. обсужд. ПИЖ appl. с глюбиной D.

(15/VII) **1D Hexagonal lattice of circular dots**

Для решетки имеет большой filling factor = Sdot/Sunit cell чем square lattice при тех же R и D.

Примит. ячейка $\vec{a}$, $\vec{b}$ (φ, $\pi-\varphi$) (2D реш. Бравэ) – ромб с $a=b$ и $\varphi=120^\circ$. ($\vec{a}$, $\vec{b}$ – базис. векторы.)

Fraerman 'JMMM' 1999 : 2D orthorhombic lattice с $a=2\sin\frac{\varphi}{2}$, $b=2\cos\frac{\varphi}{2}$. Hexagon. lattice – частный случай при $\varphi=60^\circ$, $a=1$, $b=\sqrt{3}$.

тогда $\vartheta_2(\vec{k}) = \sum_{i\neq j} \frac{e^{+i\vec{k}\vec{r}_{ij}}}{|\vec{r}_{ij}|^3} = \sum_{m\neq 0} \frac{e^{ik_x am}}{(am)^3} + \sum_{n\neq 0} e^{+\frac{i}{2}k_y Bn} L_n$

$L_n = \sum_m \frac{e^{ik_x a(n/2-m)}}{\left[a^2(\frac{n}{2}-m)^2 + \beta^2\frac{n^2}{4}\right]^{3/2}}$, a,b – длины диагоналей ромба.

$\vec{R}_n = n_1\vec{a} + n_2\vec{b}$, $O'D = D\cdot\sin 60^\circ = D\frac{\sqrt{3}}{2}$

$\vec{a} = D\hat{x}$, $\vec{b} = \frac{D}{2}\hat{x} + \frac{\sqrt{3}}{2}\hat{y}D$.

$\vec{R}_n = n_1 D\hat{x} + n_2\left(\frac{D}{2}\hat{x} + \frac{\sqrt{3}}{2}\hat{y}\right)$, $\frac{\vec{R}_n}{D} = \left(n_1+\frac{n_2}{2}\right)\hat{x} + \frac{\sqrt{3}}{2}\hat{y}\,n_2$.

$\vec{k}\vec{R}_n = (k_x, k_y)D\left(n_1+\frac{n_2}{2}, \frac{\sqrt{3}}{2}n_2\right) = k_x\left(n_1+\frac{n_2}{2}\right) + k_y\frac{\sqrt{3}}{2}n_2$, $k_i \to k_i D$ и

$n_1, n_2 = 0, \pm1, \pm2, \ldots$ целые числа.

См. 11/IV: $\vartheta_1(\vec{k}) = \sum \vartheta_1(\vec{R}_n) e^{i\vec{k}\vec{R}_n}$, $W_{int} = \sum_{nn'} J_{nn'}(\vec{S}_n\cdot\vec{S}_{n'})$ – 10/IV

$\vartheta_1(R_{nn'}) = \sum_L \frac{P_L(L-1)^n}{d^{L+1}}$, $\vartheta_2(R_{nn'}) = \sum_L \frac{P_L(L+1)}{d_{nn'}^{L+1}} R_{nn'}^2$, $d_{nn'} = |\vec{R}_{nn'}|/R_0$

$R_n = R_n^x + iR_n^y$, $\vec{R}_{nn'} = \frac{\vec{R}_{nn'}}{|\vec{R}_{nn'}|}$

$\vartheta_1(\vec{k}) = \sum_n e^{i\vec{k}\vec{R}_n} \sum_L \frac{(L-1)P_L}{|\vec{R}_{n0}|^{L+1}} = \sum_L \frac{(L-1)P_L}{d^{L+1}} \sum_{\vec{R}_n} \frac{e^{i\vec{k}\vec{R}_n}}{|\vec{R}_n|^{L+1}} D^{L+1} = \sum_L \frac{(L-1)P_L}{d^{L+1}} \vartheta_L(\vec{k})$

$\vartheta_2(\vec{k}) = \sum_n e^{i\vec{k}\vec{R}_n} \sum_L \frac{(L+1)P_L}{|\vec{R}_n|^{L+1}} R_n^2 = \sum_L \frac{(L+1)P_L}{d^{L+1}} \sum_{\vec{R}_n} \frac{e^{i\vec{k}\vec{R}_n}}{|\vec{R}_n|^{L+1}} (R_n^x + iR_n^y)^2 =$

$= \sum_L \frac{(L+1)P_L}{d^{L+1}} \sum_{\vec{R}_n} \frac{e^{i\vec{k}\vec{R}_n}}{|\vec{R}_n|^{L+3}} (R_n^x + iR_n^y)^2 D^{L+1} = \sum_L \frac{(L+1)P_L}{d^{L+1}} \vartheta_L^c(\vec{k})$

$\vartheta_L(\vec{k}) = \sum_{\vec{R}_n} \frac{e^{i\vec{k}\vec{R}_n}}{|\vec{R}_n|^{L+1}} D^{L+1}$, $\vartheta_L^c(\vec{k}) = \sum_{\vec{R}_n} \frac{e^{i\vec{k}\vec{R}_n}}{|\vec{R}_n|^{L+3}} (R_n^x + iR_n^y)^2 D^{L+1}$ (*)

2D hexagon. lattice

Эти eqs. обобщение definitions $\vartheta_L(\vec{k})$, $\vartheta_L^c(\vec{k})$ – square lattice от 12/IV на arbitrary 2D lattices.

Если $\vec{R}_n = D\vec{n} = D(n_1, n_2)$, $|\vec{R}_n| = D(n_1^2+n_2^2)^{1/2}$, $R_n^x + iR_n^y = D(n_1+in_2)$, то

Ранее ϑ_L, ϑ_L^c (*) совпадали с ранее. $\vartheta_L, \vartheta_L^c$ для square lattice 12/IV.

Hexagon. lattice $\frac{\vec{R}_n}{D} = (n_1+\frac{n_2}{2})\hat{x} + \frac{\sqrt{3}}{2}n_2\hat{y}$.

$\frac{1}{D^2}|\vec{R}_n|^2 = n_1^2+n_2^2+n_1n_2$, $n_{1,2} = 0, \pm1, \pm2, \ldots$ $\frac{R_n}{D} = \frac{1}{D}(R_n^x+iR_n^y) = n_1 + n_2 e^{i\pi/3}$

$\frac{1}{D^2}R_n^2 = n_1^2+n_1n_2-\frac{1}{2}n_2^2 + i\frac{\sqrt{3}}{2}(n_2^2+2n_1n_2)$. Если сим. $(n_1\to -n_1, n_2\to -n_2)$ одновременно

Fraerman '99: $D^{\alpha\beta}(\vec{q}) = \sum_n \left[\frac{\delta_{\alpha\beta}}{|\vec{r}_n|^3} - \frac{3r_\alpha r_\beta}{|\vec{r}_n|^5}\right] e^{i\vec{q}\vec{r}_n}$

$\alpha,\beta = x,y,z$. $D^{xz} = D^{yz} \equiv 0$

постоянна при $L_{x,y}\to\infty$ triangle ed.

Escaneado con CamScanner

(16/VII) Написал e-mail Rio (укр. консулу), чтобы она продолжала Abuzuma agosto IMSK application с моим док-ом, 250 у нее сейчас есть (Andrew ничего не хочу, ничего никогда будет необходимость) и Police-dog Liberty. Послал ей scan-copy of my Ukr. tax number и Police-dog Liberty. Послал ей

30

Hexagon. 2D lattice. $D^{zz}(\vec{q}) = \sum_n$ ... $\mathcal{B}_2(\vec{q})$ $L=2$.

Osteguna · Jueves

2D hexagon. lattice

$$D^{xx}(\vec{q}) = \sum_n \frac{e^{i\vec{q}\vec{r}_n}}{|\vec{r}_n|^5}\left[q_n^2 - 3x_n^2\right], \quad D^{yy}(\vec{q}) = \sum_n \frac{e^{i\vec{q}\vec{r}_n}}{|\vec{r}_n|^5}\left[r_n^2 - 3y_n^2\right]$$

$$D^{xy}(\vec{q}) = D^{yx}(\vec{q}) = -3\sum_n \frac{x_n y_n}{|\vec{r}_n|^5} e^{i\vec{q}\vec{r}_n}. \qquad \mathcal{B}_2^c(\vec{q}) = \sum_n \frac{e^{i\vec{q}\vec{r}_n}}{|\vec{r}_n|^5}(x_n+iy_n)^2$$

$$\mathcal{B}_2^c(\vec{q}) = -\frac{1}{3}\left[D^{xx}(\vec{q}) - D^{yy}(\vec{q}) + 2iD^{xy}(\vec{q})\right]$$

$$D^{xx} - D^{yy} + 2iD^{xy} = (D_{11}-D_\perp)\frac{q_x^2-q_y^2}{q^2} + 2i(D_{11}-D_\perp)\frac{q_x q_y}{q^2} = (D_{11}-D_\perp)\frac{(q_x+iq_y)^2}{q^2}$$

$$D_{11} - D_\perp = \left[-a + cq - b_1 q^2\right] - \left[-a + b_2 q^2\right] = cq - (b_1+b_2)q^2, \quad q = |\vec{q}|.$$

$C = 4\pi/\sqrt{3} \approx 7.255$. $\mathcal{B}_2^c(\vec{q}) = -\frac{1}{3}\left[D_{11}(q) - D_\perp(q)\right]\frac{(q_x+iq_y)^2}{q^2}$. $ab = 2\sin\varphi = \sqrt{3}$ – hex.

В ик. приближ. по $|\vec{q}|$: $\mathcal{B}_2^c(\vec{q}) = -\frac{1}{3}\frac{4\pi}{\sqrt{3}}|\vec{q}|\,e^{i2\varphi_{\vec{q}}} + O(q_2^2)$, $|\vec{q}| \to 0$.

$$\mathcal{B}_2(\vec{q}) = D^{zz}(\vec{q}) = -2D_\perp(q) - \left[D_{11}(q) - D_\perp(q)\right] = -D_{11}(q) - D_\perp(q)$$

$$\mathcal{B}_2(q) = +a - cq + b_1 q^2 + a - b_2 q^2 = 2a - cq + O(q^2) = \mathcal{B}_2(0) - \frac{4\pi}{\sqrt{3}}|\vec{q}| + O(q^2)$$

$\mathcal{B}_2(0) = 2a = 2\cdot 5.517 = 11.034$ (coll. Praetman 99). $|\vec{q}| \to 0$

т.е. решетк. суммы hexagon. 2D lattice $\mathcal{B}_2(\vec{q})$, $\mathcal{B}_2^c(\vec{q})$ имеют аналитически для $|\vec{q}| \to 0$.

Dipolar approx. $L=2$

В дип. приближ. $(L=2)$ $J_1(\vec{k}) = \frac{P_2}{d^3}\mathcal{B}_2(\vec{k})$, $J_2(\vec{k}) = \frac{3P_2}{d^3}\mathcal{B}_2^c(\vec{k})$.

$\lim_{\vec{k}\to 0} J_2(\vec{k}) \sim \mathcal{B}_2^c(\vec{k}) \sim |\vec{k}| \to 0$.

a) FMR (dip.) $\omega_G(d) = \omega_0 - \beta\omega_M J_1(0) = \omega_0\left[1 - \frac{g\pi}{5}J_1(0)\right] = \omega_0\left[1 - \lambda J_1(0)\right]$

$\omega_G(d)/\omega_0 = 1 - \frac{g\pi}{5}\frac{P_2}{d^3}\mathcal{B}_2(0) = 1 - \frac{g\pi}{5}\frac{P_2}{d^3}(11.034)$ P_2 (Pole free) $= 1/36$

Для square array было $\omega_G(d)/\omega_0 = 1 - \frac{g\pi}{5}\frac{P_2}{d^3}(9.0336)$, $\mathcal{B}_2(0) = 9.0336$

Для hexag. $\omega(\vec{k}=0, d=2) = 1 - \frac{g\pi}{5}\frac{1}{36\cdot 8}(11.034) = 1 - 0.2167 = 0.7833$ – hexag. dip. прибл.

Для square lat. в дип. прибл. было $\omega_G(2)/\omega_0 = 1 - 0.1774 = 0.8226$.

ω_G (FMR, $d=2$) для hexagon. решетки $\approx$ на 5% ниже ω_G (FMR) для square lat.

b) group velocity: $J_1(\vec{k}) = \frac{P_2}{d^3}\left[\mathcal{B}_2(0) - \frac{4\pi}{\sqrt{3}}|\vec{k}|\right]$, $J_2(\vec{k}) = \frac{3P_2}{d^3}\left(-\frac{1}{3}\right)\frac{4\pi}{\sqrt{3}}k\,e^{i2\varphi_{\vec{k}}}$

$$F_+^{(1)}(\vec{k}) = -J_1(\vec{k}) + |J_2(\vec{k})| = \frac{P_2}{d^3}\left[-\mathcal{B}_2(0) + \frac{4\pi}{\sqrt{3}}k + \frac{4\pi}{\sqrt{3}}k\right]$$

$$F_-^{(1)}(\vec{k}) = -J_1(\vec{k}) - |J_2(k)| = \frac{P_2}{d^3}\left[-\mathcal{B}_2(0) + \frac{4\pi}{\sqrt{3}}k - \frac{4\pi}{\sqrt{3}}k\right] = -\frac{P_2}{d^3}\mathcal{B}_2(0)$$

См. 19/V: $\vec{v}_g(\vec{k}\to 0) = \frac{\lambda}{\omega(0)}\left[\lambda J_1(0) - 1\right]\frac{\partial J_1}{\partial \vec{k}} = -\lambda\frac{\partial J_1}{\partial \vec{k}} = \frac{P_2}{d^3}\lambda\left(\frac{4\pi}{\sqrt{3}}\right)\frac{\vec{k}}{k}$

242/123 $\omega^2(\vec{k})/\omega_0^2 = \left[1 + \lambda F_-^1(\vec{k})\right]\left[1 + \lambda F_+^1(\vec{k})\right] = \left[1 + \lambda\left(-\frac{P_2}{d^3}\right)\mathcal{B}_2(0)\right]\left[1 + \lambda\left(-\mathcal{B}_2(0) + \frac{8\pi}{\sqrt{3}}k\right)\frac{1}{d^3}\right]$

$\omega^2(k) = (1 + ak)$, $\omega(\vec{k}) = 1 + \frac{a}{2}k$

Для hexagon. lattice $\vec{v}_g = \lambda\frac{P_2}{d^3}\frac{4\pi}{\sqrt{3}}\frac{\vec{k}}{k}$. Для square lat. $\vec{v}_g = \lambda\frac{P_2}{d^3}2\pi\frac{\vec{k}}{k}$, $k\to 0$

Это в ед. $\omega_0 D$. Видно $v_g^{hex}/v_g^{sq} = 2/\sqrt{3} = 1.1547 \approx 1.155$ $(\vec{k}\to 0)$ Hd, v. model any

hex. Square lat. density $= \frac{1\,dot}{d^2}$. Hexag. lat. density $= \frac{1/2\,dot}{\frac{1}{2}d\,2\frac{\sqrt{3}}{2}} = \frac{2}{\sqrt{3}}\frac{1\,dot}{d^2}$.

Т.е. увеличение ред. d плотность (число dots на unit cell) у hexagon. lattice в $\frac{2}{\sqrt{3}}$ выше square lat.

Escaneado con CamScanner

для FMR посчитать ($\vec{k}=0$) $\mathcal{Z}_L(0) = \sum_{n_1 n_2} \frac{1}{[n_1^2+n_2^2+n_1 n_2]^{\frac{L+1}{2}}}$, $\mathcal{Z}_L^c(0) = \sum_{n_1 n_2} \frac{(n_1+n_2 e^{i\pi/3})^2}{[n_1^2+n_2^2+n_1 n_2]^{\frac{L+3}{2}}}$

$\mathcal{Z}_L^c(\vec{k}) = \sum_{\vec{R}_n} \frac{e^{i\vec{k}\vec{R}_n}}{|\vec{R}_n|^{L+3}} (R_n^x + iR_n^y)^2 \approx \sum_{\vec{R}_n} \frac{e^{i\vec{k}\vec{R}_n}}{|\vec{R}_n|^{L+1}} e^{i2\varphi_{R_n}}$.

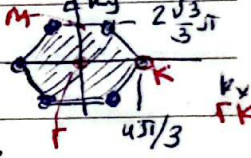
$\mathcal{Z}_L^c(\vec{k}=0) = \sum_{\vec{R}_n} \frac{e^{i2\varphi_{R_n}}}{|\vec{R}_n|^{L+1}} =$ | $\varphi_{R_n} \to \varphi_{R_n} \pm \pi/6$ должно быть, но $e^{\pm i\frac{\pi}{3}} \neq 1$ | $= 0$, т.к. не удов. усл. симметрии гексагон. решетки. Вернёс · Ostirala

Найти $\mathcal{Z}_L(0) = \sum_{n_1 n_2} \frac{1}{[n_1^2+n_2^2+n_1 n_2]^{\frac{L+1}{2}}} = \sum_{n_1' n_2} \frac{1}{[n_1'^2+n_2^2-n_1' n_2]^{\frac{L+1}{2}}}$, $n_1' = n_1+n_2$, $n_1' \to n_1$. Видно, что $\mathcal{Z}_L(0)$ инвариантна отн. замен $n_1 \to -n_1$, $n_2 \to -n_2$ по отдельности.

FMR: $\omega_G/\omega_0 = 1 - \lambda J_1(0) = 1 - \lambda \sum_L \frac{(L-1)P_L}{d^{L+1}} \mathcal{Z}_L(0)$, $\lambda = \frac{9\pi}{5}$ - pole fig. mod.

Тип. расчет hexagon... mcd" дает $\omega_G/\omega_0 = 0.713$ для $d=2$ (для square lat. было $\omega_G/\omega_0 = 0.771$) с учетом $L=2,4,6,8$. hexagon FMR ($L \le 8$)

(17/VII) С п. напомн. Звонила Юлия Консуэл.: я подтвердил, что хочу послать ПМЭ appl. на мою as is. Она уверила, что с моей тех справкой супер. не придирается. Л. сказала ей, что она верит, что придирается и совещовалась с другими пособы: работниками. Обещала перезвонить для 2nd. Вероятно требуется сослаться на Сайт 'PRB'12 и обсудить их pinning и J_0 (а) послать ответ Вероятно и отправить to text to Greb. Ему переделать Fig.4, вместо туда $H_{res}(n)$ на основе $J_0(x_n s)$ как в наших APL'ах.



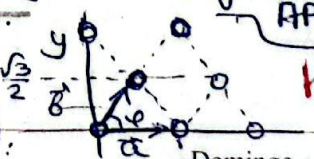
(16/VII) Расчет $\omega(\vec{k})$ для 2D hexagon rect. det array тип. 1st Brillouin zone 2D hex. lattice. Надо $\omega(k_y)$ с $k_y^{max} = \frac{2\sqrt{3}}{3}\pi$ и $\omega(k_x)$ с $k_x^{max} = 4\pi/3$ - два типа. Сим. направления $\vec{k}$.

Звонила Юлия Консуэл.: 1) meeting в Madrid 31/VII в 11:00, 2) мне нужно справку с нал. кодом, справку о residence в San Seb. и заявление, объясняющее несоотв. нал. справки Постанове Кабмин. 2010; 3) принимает форму заявы на Внис. Антона в мой паспорт (Антонушкисать, без даты). Это сделать до Submission моей ПМЭ application.

(15/VII) План: 1) оформить док-ов на ПМЭ, все до 30/VII, взять нову справку из Police о Resid. 2) отменить 20$/month плату Citi B; 3) тесное жилье для Славика, Наташа, Веры; 4) Юлин Laptop в ремонт X-tan; 5) отменить/перерезерв. Hotel Mang. и взять билеты в Genoa/Perma на 6-8 Sept. к. и л.; 6) прилож. poster's FMR-pinning Kaiserst. с Наташа и Vogt-SW-Kaiserslaut. etc 7) Subm. 24/122 Milk-ова paper с Окс в PRB; 8) Рец. Nat. Com Sindou и редакт. Sci. Reports-ckaniрев; 9) ответить Fakhrel, Iraila/Septiembre, 10) Эскиз на trip Madrid-Porto.

APL и JAP

Vortex excitations in hexagonal 2D lattice



$|\vec{A}| = |\vec{B}| = a$, $\varphi = 60°$. Векторы примитив. решетки брав. Larunbata · Sábado Domingo · Igandea

$\vec{a} = x$, $\vec{b} = \frac{1}{2}x + \frac{\sqrt{3}}{2}\hat{y}$, $\vec{R}_n = n_1\vec{a} + n_2\vec{b} = (n_1+\frac{n_2}{2})\hat{x} + \frac{\sqrt{3}}{2}n_2\hat{y}$ 245/120

$k\vec{R}_n = k_x(n_1+n_2/2) + k_y\frac{\sqrt{3}}{2}n_2$. $\vec{k}(0, k_y^{max})$ и $\vec{k}(k_x^{max}, 0)$ дают сим. направления в 1st Brill. zone.

Обрат. решетка (Kittel, Гл. 2): $\vec{A} = \frac{2\pi}{V}(\vec{b}\times\vec{c})$, $\vec{B} = \frac{2\pi}{V}(\vec{c}\times\vec{a})$, $\vec{C} = \hat{z}$,

$V = \vec{c}\cdot(\vec{a}\times\vec{b}) = a_x b_y - a_y b_x = |\vec{a}||\vec{b}|\sin 60° = \sqrt{3}/2$ (a, b, c в ед. D - пост. период)

$\vec{A} = \frac{2\pi}{V}\left[\frac{\sqrt{3}}{2}\hat{x} - \frac{1}{2}\hat{y}\right]$, $\vec{B} = \frac{2\pi}{V}\hat{y}$. Вектор обр. реш. $\vec{G}_{hk} = h\vec{A} + k\vec{B}$, l не нужно.

Граница 1st B.Z. в направл. k_y: $k_y^{max} = \frac{1}{2}|\vec{B}| = \frac{2\sqrt{3}}{3}\pi$, $\|k_x$ $k_x^{max} = \frac{4\pi}{3}$ Semana · Aste 35

$(\vec{k}\vec{R}_n)$ вдоль $k_y = \frac{\sqrt{3}}{2}n_2 k_y$, $(\vec{k}\vec{R}_n)$ along $k_x = (n_1+n_2/2)k_x$. 1 Z.B. - прав. шестиугольник

Escaneado con CamScanner

1) $\|k_y$, $\cos \vec{k}\vec{R}_n = \cos\left(\frac{\sqrt{3}}{2} k_y n_2\right)$; 2) $\|k_x$: $\cos \vec{k}\vec{R}_n = \cos k_x\left(n_1 + \frac{n_2}{2}\right) =$

$= \cos k_x n_1 \cdot \cos k_x \frac{n_2}{2} - \sin k_x n_1 \cdot \sin k_x \frac{n_2}{2}$

Draft: September. D – lattice sequence.

3 $\mathcal{D}_L(\vec{k}) = \sum_n \frac{e^{i\vec{k}\vec{R}_n}}{R_n^{L+1}}$, $\mathcal{D}_L^c(\vec{k}) = \sum_n \frac{(n_1 + n_2 e^{i\pi/3})^2}{R_n^{L+3}} \cos \vec{k}\vec{R}_n$, $n \to (n_1, n_2)$.

$|\vec{R}_n|^2 = n_1^2 + n_2^2 + n_1 n_2$. Комп. $R_n = R_n^x + iR_n^y = n_1 + \frac{n_2}{2} + i\frac{\sqrt{3}}{2} n_2 = n_1 + \frac{n_2}{2} e^{i\pi/3}$

$R_n = R_n^x + iR_n^y = n_1 + n_2 \cos\varphi + i n_2 \sin\varphi = n_1 + n_2 e^{i\varphi}$, $\varphi = \pi/3$ – hexagon.

Аспирантка Lupe: $|R_n| = (n_1 + n_2\cos\varphi)^2 + (n_2 \sin\varphi)^2 = n_1^2 + n_2^2 + 2n_1 n_2 \cos\varphi$. $\varphi = \pi/2$ – square lat.

$\vec{R}_n = (n_1 + n_2/2)\hat{x} + \frac{\sqrt{3}}{2} n_2 \hat{y}$ – hexagon. lattice.

Посчитаем $\omega(k_x, 0)$ и $\omega(0, k_y)$ для hexagon. array с $d = 2$ и $d = 2.2$ (brain).

//Chessboard $\{p_n\}$ ground state square lat. Было сделано 21/IV.

Было там только FMR $S_n^\alpha = S^\alpha$, $\alpha = 1,2$ – номер подрешетки.

(20/VII) Chess-board $\{p_n\}$, 1 – исходное, 1 – права. Square lattice (см. 21/IV). $p_n = (-1)^{n_1+n_2}$

$$\mathcal{U}_{int}(\vec{S}) = -\frac{1}{2}(16\pi^2 M_L^2 R^3 \beta^2) \sum_{L nn' \alpha\alpha'} P_L \frac{R^{L+1}}{R_{n\alpha n'\alpha'}^{L+1}} \left[L\left(S_n^\alpha \bar{S}_{n'}^{\alpha'} + \bar{S}_n^\alpha S_{n'}^{\alpha'}\right) - \frac{(L+1)}{2}\left(S_n^\alpha \bar{R}_{nn'}^{\alpha\alpha'} + \bar{S}_n^\alpha R_{nn'}^{\alpha\alpha'}\right)\left(S_{n'}^{\alpha'} \bar{R}_{nn'}^{\alpha\alpha'} + \bar{S}_{n'}^{\alpha'} R_{nn'}^{\alpha\alpha'}\right) \right]$$

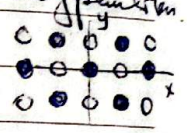
FMR

$$J_1(d_{nn'}^{\alpha\alpha'}) = \sum_L P_L \frac{(L-1)}{d_{n\alpha n'\alpha'}^{L+1}}, \quad J_2(d_{nn'}^{\alpha\alpha'}) = \sum_L P_L (L+1) \frac{(R_{nn'}^{\alpha\alpha'})^2}{d_{n\alpha n'\alpha'}^{L+1}}, \quad \bar{R}_{nn'}^{\alpha\alpha'} = \bar{R}_{n'n}^{\alpha'\alpha}$$

$$-i p_n^\alpha \dot{\bar{S}}_n^\alpha = \omega_0 S_n^\alpha - \beta\omega_M \sum_{n'\alpha'} \left[J_1(d_{nn'}^{\alpha\alpha'}) S_{n'}^{\alpha'} - J_2(d_{nn'}^{\alpha\alpha'}) \bar{S}_{n'}^{\alpha'} \right]$$

$\alpha = 1,2$ – индекс подрешетки $\alpha = 1$ соотв. $p_n = +1$, $\alpha = 2$ соотв. $p_n = -1$.

При данном α, $n \to (n_1 n_2)$ пробегает все узлы данной подрешетки.



$$S_n^\alpha = \sum_{\vec{k}} S_{\vec{k}}^\alpha e^{i\vec{k}\vec{R}_{n\alpha}}, \quad \bar{S}_n^\alpha = \sum_{\vec{k}} S_{\vec{k}}^{\alpha+} e^{-i\vec{k}\vec{R}_{n\alpha}}$$

$$\sum_{n'} J_1(d_{nn'}^{\alpha\alpha'}) S_{n'}^{\alpha'} = \sum_{n'} J_1(\vec{R}_{n\alpha} - \vec{R}_{n'\alpha'}) \sum_{\vec{k}} S_{\vec{k}}^{\alpha'} e^{i\vec{k}\vec{R}_{n'\alpha'}} =$$

$$= \sum_{n'} \sum_{\vec{k}} J_1(\vec{R}_{n\alpha} - \vec{R}_{n'\alpha'}) e^{-i\vec{k}(\vec{R}_{n\alpha} - \vec{R}_{n'\alpha'})} S_{\vec{k}}^{\alpha'} e^{i\vec{k}\vec{R}_{n\alpha}} = \left| \text{если } \alpha = \alpha' \right| =$$

$$= \sum_{\vec{k}} J_1^{\alpha\alpha}(-\vec{k}) S_{\vec{k}}^{\alpha'} e^{i\vec{k}\vec{R}_{n\alpha}} = \sum_{\vec{k}} J_1^{\alpha\alpha}(\vec{k}) S_{\vec{k}}^{\alpha'} e^{i\vec{k}\vec{R}_{n\alpha}} \quad (\alpha = \alpha').$$

А было если $\alpha \neq \alpha'$? $\sum_{n'} J_1(\vec{R}_{n\alpha} - \vec{R}_{n'\alpha'}) e^{i\vec{k}(\vec{R}_{n\alpha} - \vec{R}_{n'\alpha'})} = \left| \text{можно } \vec{R}_{n\alpha} = 0 \right.$

т.к. решетка ∞ и $\sum_{n'}$ не должна зависеть от выбора $\vec{R}_{n\alpha}$ $\Big| =$

$$= \sum_{n'} J_1(\vec{R}_{n'\alpha'}) e^{i\vec{k}\vec{R}_{n'\alpha'}} = J_1^{\alpha\alpha'}(\vec{k})$$

Ограничимся FMR $S_n^\alpha = S^\alpha$ и не зависит от узла подрешетки n.

$$-i p^\alpha \dot{S}^\alpha = \omega_0 S^\alpha - \beta\omega_M \sum_{\alpha'} \left[S^{\alpha'} \sum_{n'} J_1(d_{nn'}^{\alpha\alpha'}) - \bar{S}^{\alpha'} \sum_{n'} J_2(d_{nn'}^{\alpha\alpha'}) \right]$$

$\sum_{n'} J_1(d_{nn'}^{\alpha\alpha}) = \underline{\lambda}$ (не зависит от n и α). $\sum_{n'} J_1(d_{nn'}^{\alpha\neq\alpha'}) = \underline{\lambda'}$.

$\sum_{n'} J_2(d_{nn'}^{\alpha\alpha}) = \underline{\mu}$, $\sum_{n'} J_2(d_{nn'}^{\alpha\neq\alpha'}) = \underline{\mu'}$. $\mu \sim \sum_{n'} \frac{(R_{nn'})^2}{d_{nn'}^{L+1}}$ по квадр. реш. или по куб. реш.

246/119 $(R_{nn'})^2 \to (R_{0n'})^2 = (R_{n'})^2 \sim \left[X_{n'}^2 - Y_{n'}^2 + 2i X_{n'} Y_{n'}\right]$, всегда $\mu = 0$.

$\mu' \sim \sum_{n'} \frac{(R_{nn'})^2}{d_{nn'}^{L+1}}$ (по парам n, n' с $\alpha \neq \alpha'$) $= 0$, т.к. $\vec{R}_{nn'}^{\alpha\neq\alpha'}$ образуют решетку инвариантную отн. поворотов на $\pi/2$ ($\bullet$ добавленная между узлами к квадр. реш. 0, обладающими квадр. точечной симметрией).

$\sum J_2(d_{nn'}^{\alpha\alpha'}) \sim \sum_{n'} (R_{nn'}^{\alpha\alpha'})^2 = 0$ $\forall \alpha, \alpha'$, это и было замечено 21/IV.

36 Aste • Semana

Для частоты FMR (21/IV): $\omega_\pm^2 = (\omega_0 - \lambda)^2 - \lambda'^2$ – свободные спины. ω_{LB}.

Escaneado con CamScanner

λ соотв. сумме по квадр реш с периодом $\sqrt{2}d$. λ' сумме от между узлами кв. реш. по кв. решетке с периодом $\sqrt{2}d$, т.к. кв. реш. с периодом d с периодом $d' = \sqrt{2}d$ можно перейти к сум. по кв. реш.

$$\lambda = \sum_{n_1 n_2}^{\sqrt{2}d} J_1(d_n^{\alpha\beta}) = \sum_{n_1 n_2}^{d} J_1(dn)\tfrac{1}{2}[1+(-1)^{n_1+n_2}]$$

$$\lambda' = \sum_{n_1 n_2}^{\sqrt{2}d} J_1(d_n^{\alpha\beta}+\delta') = \sum_{n_1 n_2}^{d} J_1(Rn)\tfrac{1}{2}[1-(-1)^{n_1+n_2}], \quad p_n = (-1)^{n_1+n_2}$$

$$\lambda+\lambda' = \sum_{n_1 n_2}^{d} J_1(Rn) = J_1(0)_d \cdot \quad \omega^2_{FMR}(0)/\omega_0 = \left[1-\tfrac{3\pi}{5}J_1(0)\right]^2, \quad \frac{\omega(0)}{\omega_0} = 1-\tfrac{3\pi}{5}J_1(0)$$

Точнее $\lambda = \beta\omega_M \sum_{n_1 n_2}^{d} J_1(dn)\tfrac{1}{2}[1+p_n]$, $\lambda' = \beta\omega_M \sum_{n_1 n_2}^{d} J_1(dn)[1-p_n]\tfrac{1}{2}$.

$$\lambda+\lambda' = \beta\omega_M \sum_{n_1 n_2}^{d} J_1(Rn) = \beta\omega_M J_1(0), \quad \omega(0) = \omega_0 - \tfrac{3\pi}{5}\omega_0 J_1(0) = \omega_0 - \beta\omega_M J_1(0)$$

Для $p_n = \text{const}$ $\omega_{FMR} = \omega_0 - \lambda - \lambda' = \omega_p$. Для $p_n = (-1)^{n_1+n_2}$ (уже $p_n = \text{const}$) $\omega^2_{FMR} = (\omega_0-\lambda)^2 - \lambda'^2 = \omega^2_{AP}$

$$J_1(Rnn') = \sum_L P_L \frac{(L-1)}{R_{nn'}^{L+1}} > 0. \quad J_1(0) = \sum_n^d J_1(Rn) > 0.$$

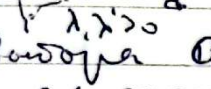
$$\omega^2_{AP} = (\omega_0-\lambda-\lambda')(\omega_0-\lambda+\lambda') = \omega_p(\omega_0-\lambda+\lambda') = \omega_p(\omega_p+2\lambda') > \omega_p^2$$

Все зависит от знака $\lambda' = \beta\omega_M \sum_{n_1 n_2}^{d} J_1(Rn)\tfrac{1}{2}[1-p_n]$, $(1-p_n) \geq 0$ и $\lambda' > 0$

Предполагали $C_n = \text{const}(n)$. Иначе $J_1(dnn') = \sum_L P_L(L-1)\frac{C_n C_{n'}}{d_{nn'}^{L+1}}$, $J_2(dnn') = \sum_L P_{L+1}\frac{C_n C_{n'} R^2_{nn'}}{d_{nn'}^{L+1}}$

знаки $J_1(Rn)$, $J_2(Rn)$ будут определяться набором $\{C_n\}$.

Можно $C_n C_{n'} \to C_n = (-1)^{n_1+n_2}$, тогда и $J_1(Rn)$, $J_2(Rn)$ имеют знаки и будет $\lambda' < 0$



и $\omega_p(d)$ будет расти с d, хотя $\omega_{AP} < \omega_p$ при $\lambda' < 0$.

Проблему выбора C_n можно обойти с $C_n \vec{S}_n = \hat{z} \times \vec{\mu}_n/3$, $\vec{\mu}_n \leftarrow \vec{M}_n$ - dot dipolar moment, average magn. Тогда УД $\dot{\vec{\mu}} = a\hat{z} \times \frac{\partial W}{\partial \vec{\mu}}$ будут другие т.к. форма $W_{int}(\vec{\mu}_n)$ изменится.

Note: при отличии C_n от const, $\langle \vec{M} \rangle$ array уменьшится (может даже $=0$) и coupling to uniform $h_w(t)$ также резко упадет.

1D chain

1D chain, периодич. $p_n = (-1)^n$ в цепочке. Сильная по цепочке идея легко при $p_n p_{n+1} = -1$ (Vogel, APL, 2011).

$$U_{int}(\vec{S}) = -\tfrac{1}{2}(16\pi^2 M_S^2 R^3 \beta^2)\sum_{Lnn'} P_L \frac{R^{L+1}}{R_{nn'}^{L+1}}\left[L\vec{S}_n\vec{S}_{n'} - (L+1)(\vec{S}_n\vec{R}_{nn'})(\vec{S}_{n'}\vec{R}_{nn'})\right]$$

$\vec{R}_{nn'} = \hat{x}$ (цепочка) $\times$

$$L(S_n^x S_{n'}^x + S_n^y S_{n'}^y) - (L+1)S_n^x S_{n'}^x =$$

$$= LS_n^y S_{n'}^y - S_n^x S_{n'}^x. \quad \text{Берем } C_n = \text{const}. \ C_n C_{n'} = 1.$$

$$U_{int}(\vec{S}) = -8\pi^2 M_S^2 R^3 \beta^2 \sum_{Lnn'} P_L \frac{R^{L+1}}{R_{nn'}^{L+1}}\left[LS_n^y S_{n'}^y - S_n^x S_{n'}^x\right],$$

$$S_n^y S_{n'}^y = \frac{1}{2i}(S_n - \bar{S}_n)\frac{1}{2i}(S_{n'} - \bar{S}_{n'}) = -\tfrac{1}{4}(S_n S_{n'} + \bar{S}_n\bar{S}_{n'} - S_n S_{n'} - S_n\bar{S}_{n'})$$

$$\sum_L P_L \frac{R^{L+1}}{R_{nn'}^{L+1}} L\,(8\pi^2 M_S^2 R^3\beta^2) = \lambda_{nn'}, \quad (8\pi^2 M_S^2 R^3\beta^2)\sum_L P_L \frac{R^{L+1}}{R_{nn'}^{L+1}} = \nu_{nn'}$$

$$U_{int}(\vec{S}) = +\sum_{nn'}\left[\nu_{nn'} S_n^x S_{n'}^x - \lambda_{nn'} S_n^y S_{n'}^y\right], \quad U_1(\vec{S}) = \sum_n \tfrac{1}{2}\varkappa_n(\vec{S}_n^{47,1/8})^2$$

$\vec{G}_n \times \vec{S}_n = \frac{\partial W}{\partial \vec{S}_n}$, $W = U_1 + U_{int}$. $G_{zn} = -p_n|G|$.

$$-\dot{S}_n^y G_{zn} = p_n|G|\dot{S}_n^y = \frac{\partial W}{\partial S_n^x} = \varkappa S_n^x + \sum_{n'}\nu_{nn'}S_{n'}^x$$

$$G_{zn}\dot{S}_n^x = -p_n|G|\dot{S}_n^x = \frac{\partial W}{\partial S_n^y} = \varkappa S_n^y - \sum_{n'}\lambda_{nn'}S_{n'}^y$$

$\Big\}$ $\frac{1}{|G|}$ фик. $\nu_{nn'}, \lambda_{nn'}$

$$\begin{cases} p_n\dot{S}_n^y = \omega_0 S_n^x + \sum_{n'}\nu_{nn'}S_{n'}^x \\ p_n\dot{S}_n^x = \omega_0 S_n^y - \sum_{n'}\lambda_{nn'}S_{n'}^y \end{cases} \quad \begin{matrix} S_n^x = S_n^x(0)\cos\omega t \\ S_n^y = S_n^y(0)\sin\omega t \\ \uparrow\omega \end{matrix} \quad \begin{cases} \omega p_n S_n^y = \omega_0 S_n^x + \sum_{n'}\nu_{nn'}S_{n'}^x \\ \omega p_n S_n^x = \omega_0 S_n^y - \sum_{n'}\lambda_{nn'}S_{n'}^y \end{cases}$$

Escaneado con CamScanner

$S^a_n = \sum_k S^a_k e^{ikR_n}$, $\sum_{n'} \nu_{nn'} S^x_{n'} = \sum_{n'} \nu_{nn'} \sum_k S^x_k e^{ikX_{n'}} = \sum_{k n'} \nu_{nn'} e^{-ik(X_n - X_{n'})} \times S^x_k e^{ikX_n} = \sum_k \nu(k) S^x_k e^{ikX_n}$

5 $\left.\begin{aligned} \omega \rho_n S^y_k &= \omega_0 S^x_k + \nu(k) S^x_k \\ \omega \rho_n S^x_k &= \omega_0 S^y_k - \lambda(k) S^y_k \end{aligned}\right\}$ — это тем. Иначе S^a_n — вводим $\sum_{n'} \lambda_{nn'} S^y_{n'} = \sum_k \lambda(k) S^y_k e^{ikX_n}$ если $\rho_n = \text{const}$ по границе, как 21/IV.

Blyszczkina · Miércoles

S_n: $\omega \rho_n S^\beta_n = \omega_0 S^\beta_n - \beta \omega_M \sum_{\beta' n'} \left[J_1(d^{\beta\beta'}_{nn'}) S^{\beta'}_{n'} - J_2(d^{\beta\beta'}_{nn'}) \bar{S}^{\beta'}_{n'} \right]$ - 21/IV.

$S^x_n S^y_n$: $\mathcal{U}_{int}(\vec{S}) = \sum_{nn'\beta\beta'} \left[\nu^{\beta\beta'}_{nn'} S^\beta_{xn} S^{\beta'}_{xn'} - \lambda^{\beta\beta'}_{nn'} S^\beta_{yn} S^{\beta'}_{yn'} \right]$, $\mathcal{U}_1 = \frac{1}{2} \sum_{n\beta} \alpha (S^\beta_n)^2$

$W = \mathcal{U}_1 + \mathcal{U}_{int}$. $G_{n\beta} \times \dot{S}^\beta_n = \frac{\partial W}{\partial S^\beta_n}$, $\vec{G}_{n\beta} = -\rho^\beta_n \hat{z} |G|$

$$\begin{cases} \rho^\beta_n \dot{S}^\beta_{yn} = \omega_0 S^\beta_{nx} + \sum_{n'\beta'} \nu^{\beta\beta'}_{nn'} S^{\beta'}_{xn'} \\ -\rho^\beta_n \dot{S}^\beta_{xn} = \omega_0 S^\beta_{ny} - \sum_{n'\beta'} \lambda^{\beta\beta'}_{nn'} S^{\beta'}_{yn'} \end{cases}$$

$\rho^1_n = +1$ ($n \in$ 1 подрем.), $\rho^2_n = -1$ ($n \in$ 2ой подрем.)

n: 0 1 2 3 4 5 1 ; $\rho_n = (-1)^n$; ρ_n: − + − + − + ; x ; β: 1 2 1 2 1 2 1

$\beta = 1$:
$$\begin{cases} \dot{S}^1_{yn} = \omega_0 S^1_{nx} + \sum_{n'\beta'} \nu^{1\beta'}_{nn'} S^{\beta'}_{xn'} \\ -\dot{S}^1_{xn} = \omega_0 S^1_{ny} + \sum_{n'\beta'} \lambda^{1\beta'}_{nn'} S^{\beta'}_{yn'} \end{cases}$$

$\beta = 2$:
$$\begin{cases} -\dot{S}^2_{yn} = \omega_0 S^2_{nx} + \sum_{n'\beta'} \nu^{2\beta'}_{nn'} S^{\beta'}_{xn'} \\ \dot{S}^2_{xn} = \omega_0 S^2_{ny} - \sum_{n'\beta'} \lambda^{2\beta'}_{nn'} S^{\beta'}_{yn'} \end{cases}$$

$S^\beta_{xn}(t) = S^\beta_{xn}(\omega) \cos\omega t$

$S^\beta_{yn}(t) = S^\beta_{yn}(\omega) \sin\omega t$

$$\begin{cases} \omega S^1_{yn} = \omega_0 S^1_{xn} + \sum_{n'\beta'} \nu^{1\beta'}_{nn'} S^{\beta'}_{xn'} \\ \omega S^1_{xn} = \omega_0 S^1_{yn} - \sum_{n'\beta'} \lambda^{1\beta'}_{nn'} S^{\beta'}_{yn'} \\ -\omega S^2_{yn} = \omega_0 S^2_{xn} + \sum_{n'\beta'} \nu^{2\beta'}_{nn'} S^{\beta'}_{xn'} \\ -\omega S^2_{xn} = \omega_0 S^2_{yn} - \sum_{n'\beta'} \lambda^{2\beta'}_{nn'} S^{\beta'}_{yn'} \end{cases} \rightarrow \begin{pmatrix} \omega_0 + \nu & -\omega & \nu' & 0 \\ -\omega & \omega_0 - \lambda & 0 & -\lambda' \\ \nu' & 0 & \omega_0 + \nu & \omega \\ 0 & -\lambda' & \omega & \omega_0 - \lambda \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S^1_{kx} \\ S^1_{ky} \\ S^2_{kx} \\ S^2_{ky} \end{pmatrix} = 0$$

$S^\beta_{nd} = \sum_k e^{ikn} S^\beta_{kd}$, $\beta = 1,2$. $\nu^{11} = \nu^{22} = \nu$, $\nu^{12} = \nu^{21} = \nu'$

$\lambda^{11} = \lambda^{22} = \lambda$, $\lambda^{12} = \lambda^{21} = \lambda'$

Своя подрешетка

$$\begin{cases} \nu(k) = \sum_{n-\text{чет}} \nu_{0n} e^{ikn} = 2 \sum_{n>0 \text{ чет.}} \nu_{0n} \cos kn, \quad \nu'(k) = 2 \sum_{n>0 \text{ нечет.}} \nu_{0n} \cos kn \\ \lambda(k) = 2 \sum_{n>0 \text{ чет.}} \lambda_{0n} \cos kn, \quad \lambda'(k) = 2 \sum_{n>0 \text{ нечет.}} \lambda_{0n} \cos kn. \end{cases}$$

λ', ν' - межподр. взаим.

$\rho_n = (-1)^n$

1D chain

Из рав. сек. ур. находим $\omega^2_\pm(k) = [\omega_0 + \nu(k) \pm \nu'(k)][\omega_0 - \lambda(k) \pm \lambda'(k)]$

Для $\rho_n = \text{const}$ и 1D chain $\nu(k) = \beta \omega_M F_+(k)$ и $-\lambda_\rho(k) = \beta \omega_M F_-(k)$,

$\omega^2_\rho(k) = [\omega_0 + \nu_\rho(k)][\omega_0 - \lambda_\rho(k)]$, λ_ρ, ν_ρ - суммы по всем n, чет. и нечет., т.к. подрешетки одинаковы. $\lambda_\rho = \lambda + \lambda'$, $\nu_\rho = \nu + \nu'$

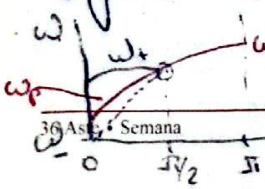
$\omega^2_\rho \approx (\omega_0 - \lambda - \lambda')(\omega_0 + \nu + \nu')$

248/117

$\rho_n = (-1)^n$-case $\omega^2_+ > \omega^2_\rho$ - если $\lambda' > 0$, $\omega^2_- < \omega^2_\rho$, если $\nu' > 0$

и/или $k = 0$, $\lambda', \lambda, \nu, \nu' > 0$ и $\omega_- < \omega_\rho < \omega_+$.

и/или $k = \pi/2$ (граница 1st B.z. для $(-1)^n = \rho_n$), $\nu' = \lambda' = 0$ и $\omega_+ = \omega_- = \omega_\rho$



Проверить численно $\omega_- < \omega_\rho < \omega_+ \; \forall k < \pi/2$. (см. Vogel APL 2021)

$\Delta\omega_+ < \Delta\omega_\rho$, $\tau_+ = \frac{\pi}{\Delta\omega_+} \gg \tau_\rho = \frac{\pi}{\Delta\omega_\rho}$, $e^{-\Gamma\tau_+} \ll e^{-\Gamma\tau_\rho}$ и

36 Asier · Semana

и возбужд. (energy transfer) в 1D chain по $\omega_+(k)$ зоне не идут.

Escaneado con CamScanner

21-22/VII Конгрес на рев. Kim-APL energy-transfer in dot-pair
Septembre. Trafia
Abstracts Referee, изпълн. text и Заявление FMR-planning ARB с Гелбум
Дата B - Цитирам Елемент 20%/mont - service fee? Разгл ω(k)-chain
на initiate - Спорен М. Бъкова - Julian. Тъкмо Barman'10, Vogel'11.
23/VII Отпуск. Multipole paper с Окс.: Ферс. ремитку ω(k=0) = 0,708 ω_c (Вадим
изпълнил верно. У мене 0,713 - увеличи. N при δ_L - сумма; в) chassé square
изпълнил k=0 верно, хотя и не оправи. с (β=1) Case как я, Ivory) Перед Гелбум
разбрать Ферс. рем. мени методом (Ф/мент. ремарка браво) и построить ω(k)-chain
± poster Vogt to Kaisersl. Розгр Hotel Madrid 30/VII - 1/VIII.
Написание Multipole paper. Окс. exp. Vogel и simul. Barman-Окс.
Конгрес Билбао Bilbao - Genova (meting - 260 €) на 7-14 Sept.
Лучше BIO ⇄ Milan - Vending 8-15 Sept (100 €). Разгл ω_±(k) Окс.
24/VII С Л. в Police: взем справку о нем Residence San-Sob (адрес на работу)
с Л. в Рус. магазин. E-mail to Citi Bank: Consultance
на изследване конвертиране Citi Bank account (CBA) package
to Basic Banking Package (BBA) to avoid service monthly fee. На BBA
checking linked to Saving достатъчно держать 1,500 $, тогда безо fee.

$P_{10} = 0.0307$. Окс. уже. $L=10$ членов, потому $\omega_{FMR}^{hex} = 0.709$, а не 0,713
1D chain. Окс. не совпад. с моим расчетом даже при $k=0$. Окс. 10-13-й отрыт у меня.

5/VIII Замена идей с Л. Вопросы KIA (Card quote) и Ford (Focus и Fiesta quotes).
Окс. Расчет 2D-Square lattice с $p_n = (-1)^{n_1+n_2}$

$$\omega_\pm^2 = (\omega_0 + \lambda_1 \pm \lambda_2 - \mu_1 \mp \mu_2) \times$$

Думаю для 1D-chain $\omega_\pm^2 = [\omega_0 + \nu \pm \nu'][\omega_0 - \lambda \pm \lambda']$. $\times(\omega_0 + \lambda_1 \pm \lambda_2 + \mu_1 \pm \mu_2)$

$\nu' = \lambda_2 - \times$. $\lambda_1 = -\omega_M \beta \sum_{Ln} \frac{(L-1)P_L}{n^{L+1}}$, $\lambda_2 = -\omega_M \beta \sum_{Ln} \frac{(L+1)P_L}{n^{L+1}}$ — n четное $\in \lambda_{1,2}$

$\mu_1 = -(\frac{1}{2})\omega_M \beta \sum_{Ln} \frac{(L-1)P_L}{n^{L+1}}$, $\mu_2 = -(\frac{1}{2})\omega_M \beta \sum_{Ln} \frac{(L+1)P_L}{n^{L+1}}$, n-нечет. $\in \mu_{1,2}$ (1-2 мерн. реш.)

$+\lambda = -(\mu_1 + \lambda_1) = \omega_M \beta \sum_{Ln} \frac{(L-1)P_L}{n^{L+1}} + \omega_M \beta \sum_{Ln} \frac{(L-1)P_L}{n^{L+1}}$ — сумма, наверно.

Нет сов. ур. 1D-chain (S_x, S_y) с Окс. n-нечет — предел 2D square n-нечет → 1D chain $(S, \bar{S}) c (-1)^n = p_n$
не совпад. Ферр Дружу. Хотя решение имеет в цепи (S_x, S_y) и цепи $(S, \bar{S})$.
Формально не расширяя $\lambda, \lambda', \nu, \nu'$ ($\lambda_{1,2}, \mu_{1,2}$) $\omega_\pm$ совпад. с 1D chain
область, только $\times\lambda'\nu\nu'$ — будут разные для 2D square Lat и 1D chain $= p_n = (-1)^n$
2D square Lat. Проверить расчет chain от 20/IV. //Гелбум Hotel в Milan, change hotel - Ferrara
Окс. сек-equation при $\mu_2 = 0$, $\lambda_2 = 0$, это совпадает с моей FMR $\omega_{AF}^2 = (\omega_c - \lambda)^2 - \lambda'^2$ (Square Lat.)
от 20/VII Окс. $\omega_{AF}^2 = (\omega_0 + \lambda_1)^2 - \mu_1^2$.

Думаю $-\lambda = \lambda_1(\text{Окс})$, $\lambda' = \mu_1(\text{Окс})$. $\lambda = \sum_{n'} J_1(d_{nn'}^{2\delta}) = \sum_L \frac{(L+1)P_L}{d^{L+1}} z(0)$

$J_1(0) = \sum_n J_1(\vec{R}_{n0})$ или $\sum_{n'} J_1(d_{nn'}) = \sum_{Ln'} \frac{P_L(L-1)}{d_{nn'}^{L+1}} = \sum_{Ln} \frac{P_L(L-1)}{d_{n0}^{L+1}} = \sum_L \frac{P_L(L-1)}{d^{L+1}} \sum_n \frac{1}{|n|^{L+1}} =$

$= \sum_L \frac{P_L(L-1)}{d^{L+1}} z_L(0)$, $\lambda = \sum_L \frac{P_L(L-1)}{d^{L+1}} z_L(0)$. Чтобы $\times(\beta\omega_M)$, т.к. в расчете входит (разница)

$\beta\omega_M \lambda = \beta\omega_M J_1(0)$. $\lambda = \beta\omega_M \sum_L \frac{P_L(L-1)}{d^{L+1}} \sum_n \frac{1}{|n|^{L+1}}$, здесь $n = (n_1, n_2) \in$ сфере
Цепь решена $p_n = +1$ имеет период $\sqrt{2}d$, См. 20/VIII $d' = \sqrt{2}d$. размером с $p_n = +1$ и -1

$\lambda_1(\text{Окс}) = -\omega_M \beta \sum_{Ln} \frac{(L-1)P_L}{d^{L+1}} \frac{1}{|n|^{L+1}} = -\lambda$. d' - период сферы размера

~~$\mu_1(\text{Окс}) = \lambda' = \sum_{n'} J_1(d_{nn'}^{2+2'}) = \sum^{\sqrt{2}d} J_1(d_{n0}^{2+2'}) = \sum_{n_1 n_2}^{d} J_1(d_{n0}) \frac{1}{2}$~~ [Сумма $\pm$ по $n_1 n_2$]

$\lambda = \sum_{n_1+n_2 \cdot 2r}^{d} J_1(d_{n0})$, $\lambda' = \sum_{n_1+n_2 \cdot \text{нечет}}^{d} J_1(d_{n0})$. n_1+n_2 - нечет. (нечет.) = сфера (сфера $\pm$ р.)

Escaneado con CamScanner

$\mu_1 = -\omega_M\beta \sum_L (L-1)\frac{P_L}{d^{L+1}} \sum_{n_1+n_2\text{-нечет.}} \frac{1}{(n_1^2+n_2^2)^{\frac{L+1}{2}}}$; $J_1(d_{no}) = \sum_L \frac{(L-1)P_L}{d_{no}^{L+1}}$

Iraila · Septiembre

$\lambda' = \sum_n J_1(d_{no}^{zz'}) = \sum_L \frac{(L-1)P_L}{d^{L+1}} \sum_{n_1+n_2\text{-нечет.}} \frac{1}{(n_1^2+n_2^2)^{\frac{L+1}{2}}} \cdot \omega_M\beta$ (сумм по n_1, n_2 — нечет.)

7 $\lambda' = |\mu_1| = \omega_M\beta \sum_L \frac{(L-1)P_L}{d^{L+1}} \sum_{\substack{n_1+n_2=\text{нечет.}}} \frac{1}{(n_1^2+n_2^2)^{\frac{L+1}{2}}}$ // Окс. расчет ФМР $k=0$

Square lattice $p_n = (-1)^{n_1+n_2}$ — верен, если $\mu_1 \sim (\omega_M\beta)$, а не $\frac{1}{2}\omega_M\beta$.

Oshakati · Viernes совпадает с моим расчетом λ' от 20/VII и 21/IV.

1D chain (20/VII): $p_n^z(\dot S_{yn}^z - i\dot S_{xn}^z) = -ip_n^z(\dot S_{xn}^z + i\dot S_{yn}^z) = -ip_n^z \dot S_n^z =$

$= \omega_0 S_n^z - \beta\omega_M \sum_{n'z'} \left[J_1(d_{nn'}^{zz'}) S_{n'}^{z'} - J_2(d_{nn'}^{zz'}) \bar S_{n'}^{z'} \right] =$

Ср. со строкой $p_n^z(\dot S_{yn}^z - i\dot S_{xn}^z) = \dots$ $= \omega_0(S_{xn}^z + iS_{yn}^z) -$

$- \beta\omega_M \sum_{n'z'} \left[J_1(d_{nn'}^{zz'})(S_{xn'}^{z'} + iS_{yn'}^{z'}) - J_2(d_{nn'}^{zz'})(S_{n'x}^{z'} - iS_{yn'}^{z'}) \right] =$

$= \omega_0(S_{xn}^z + iS_{yn}^z) + \sum_{n'z'} \left[\nu_{nn'}^{zz'} S_{xn'}^{z'} - i\lambda_{nn'}^{zz'} S_{yn'}^{z'} \right]$

Коэф. $S_{xn'}^{z'}$: $\nu_{nn'}^{zz'} = \left[J_1(d_{nn'}^{zz'}) - J_2(d_{nn'}^{zz'}) \right](-\beta\omega_M)$; $\lambda_{nn'}^{zz'} = +\beta\omega_M \left[J_1(d_{nn'}^{zz'}) + J_2(d_{nn'}^{zz'}) \right]$

$J_1 - J_2 = \sum_L \frac{P_L(L-1)}{(d_{nn'}^{zz'})^{L+1}} - \sum_L \frac{P_L(L+1)}{(d_{nn'}^{zz'})^{L+1}} (R_{nn'}^{zz'})^2$. Для chain $\vec R_d = \frac{\vec R_d}{|\vec R_d|} = \hat x$

$(R_{nn'}^{zz'})^2 = 1$.

$J_1 - J_2 = -2\sum_L \frac{P_L}{(d_{nn'}^{zz'})^{L+1}}$, $J_1 + J_2 = 2\sum_L \frac{LP_L}{(d_{nn'}^{zz'})^{L+1}}$

$\nu_{nn'}^{zz'} = 2\beta\omega_M \sum_L \frac{P_L}{(d_{nn'}^{zz'})^{L+1}}$ > $\lambda_{nn'}^{zz'} = 2\beta\omega_M \sum_L \frac{LP_L}{(d_{nn'}^{zz'})^{L+1}}$.

Мое μ (21/IV square lat.) $= \mu_2$ (Окс.). У меня (21/IV) $\lambda_2 = 0$.

Мое $\omega_\pm^2$ (square lat.) $= (\omega_0 - \lambda \pm \mu)^2 - \lambda'^2 = (\omega_0 + \lambda_1 \pm \mu_2)^2 - \mu_1^2$

$\lambda_2 = 0$

У Окс. при $\lambda_2 = 0$ $\omega_\pm^2 = (\omega_0 + \lambda_1)^2 - (\mu_1 \pm \mu_2)^2 = [\omega_0 + \lambda_1 - (\mu_1 \pm \mu_2)][\omega_0 + \lambda_1 + (\mu_1 \pm \mu_2)]$

У меня $\omega_\pm^2 = [\omega_0 + \lambda_1 \pm \mu_2 - \mu_1][\omega_0 + \lambda_1 \pm \mu_2 + \mu_1]$

У Окс. $\omega_\pm^2 = [\omega_0 + \lambda_1 - \mu_1 \mp \mu_2][\omega_0 + \lambda_1 \pm \mu_2 + \mu_1]$, первая [.] не совп. с моей $\omega_\pm^2$ (если $\cdot\mu_2$), но при $\mu_2 = 0$ (что и проверено ранее) все Ok

1D chain. ? Нужна ли $\frac{1}{2}$ в $U_{int} \sim \frac{1}{2}(\dots)\sum_{nn'}(\cdot)$ в расчете 20/VII?

Нужна если $\sum_{nn'}(\dots)$, чтобы избежать учета пары nn' и пары $(n'n)$.

250/115 Но если 1D пишется для $n = \text{const}$ ($u = 0$) и $\nu, \lambda, \nu', \lambda'$ считаются как $\nu(k) = \sum_n \nu_{0n} e^{ikn}$ с фиксирован. n' (или n), то $(1/2)$ не нужна.

Тогда $\nu_{nn'}^{zz'} = \tilde\nu_{nn'}^{n}(20/IV) \cdot \frac{2\gamma}{R^2 2\pi M_s L} = \left| (8\pi^2 M_s^2 R^3) \text{ множ.} \right| = 2\omega_M\beta \sum_L \frac{P_L}{d_{nn'}^{L+1}}$

$\lambda_{nn'}^{zz'} = \lambda_{nn'}(20/IV) \cdot \frac{2\gamma}{R^2 2\pi M_s L} \approx 2\omega_M\beta \sum_L \frac{LP_L}{(d_{nn'}^{zz'})^{L+1}}$, $|G| = 2\frac{\gamma}{R^2 2\pi M_s L}$

9

Larunbata · Sábado · Domingo · Igandea

Также $\omega_\pm^2 = [\omega_0 + \nu \pm \nu'][\omega_0 - \lambda \pm \lambda']$. $\lambda, \lambda', \nu, \nu' = f(k)$.

251/114 252/113

1D chain.

Перевод в окс. единицы: $\lambda = -\lambda_1$, $\lambda' = \mu_1$ - 1D square lattice $p_n = (-1)^{n_1+n_2}$.

Для 1D chain $\nu, \lambda = \nu_{nn'}^{zz'}, \lambda_{nn'}^{zz'}$ получ. $\sum_n$ (по своей подреш.), λ', ν' и суммир. между подреш.

т.к. 1D-Chain $\omega_\pm(k)$ считал через s_x, s_y, то ошибки знаков (ω), буд как в $(S, \bar S)$ метод Окс. исключены. Расчет 20/VII $\omega_\pm(k)$-Chain $(-1)^n$ - верен.

"Citi Bank" (на July 24, 2012) так и не сделал конвертацию (BA → BBA package to avoid monthly fee (BBA min = 1,500 $). Открыт Day-to-Day Sav. и конверт. (BA → BBA

36 Asle · Semana

File: CitiBank emails.doc

Escaneado con CamScanner

Escaneado con CamScanner

26/VII $H=3M$ сам за стат JNN '2008 и Bouch 'PRB'05 F/N/F. Уникам PRB-ринг, глеб сохранить Figs in eps-format. Переписка со Славиным, Мелковым по поводу дат и тилов в San.Seb FMR-poster с Агапова. Програм, Referee's Reports по MS-Fukuma_Sci.Reports и послал Ахро на ноябрь; отзыв to Referee's (Hoffmann и van Woerd), // Окс. не послал. 10
неделя $\omega(k)$ и $\omega(k)$ chain, проверяя мои формулы (на завтра).

27/VII Беседа с Julian: 1) Славина, Мелкова нужно самим в Casa de Galanto (он немного); 2) подать до Sept. 30 с ним на 6-ти. Basque grant на всю группу; 3) Окс. к Jan. 2014 и мочь ~~защита~~ готовую PhD дис. чтоб оформить все docs и в Apr. 2014 защитилься. Если деньги в пределах Current Report, то можно надеть на UPV-grant 1 year для fresh UPV-postdocs, ищущих position. С Л. и А. в "Мазда" office (cross)

// $\vec{G}\times\dot{\vec{S}} = \frac{\partial W}{\partial \vec{S}}$, с $\vec{G} = -p|G|\hat{z}$ можно запис. $-ip\dot{S} = \frac{2}{|G|}\frac{\partial W}{\partial S}$, $W = \frac{1}{2}\omega S\bar{S}$

$ip\dot{\bar{S}} = \frac{\partial W}{\partial \bar{S}}\frac{2}{|G|}$. Реш. $S(t) = S(0)e^{i\omega t}$, $\omega p S = S\omega_0$, $\omega = p\omega_0$.
или $\bar{S}(t) = \bar{S}(0)\bar{e}^{i\omega t}$ $\omega p\bar{S} = \bar{S}\omega_0$, $\omega = p\omega_0$.
При $p=+1$, $S(t)$ крутится $\sim e^{i\omega_0 t}$ против час. стрелки, а $\bar{S}(t)\sim e^{-i\omega_0 t}$ по час. стр.
тогда вопрос! почему 21/IV 1D Sq. latt. $(-1)^{n_1+n_2}$ ☎ $\omega=\omega_0$ для $S(t)$
или $\lambda=\lambda'=\mu=0$. Это соотв. $S(t)=S_0 e^{i\omega t}$ $\omega=-\omega_0$ для $\bar{S}(t)$
Фурье $S(t)$ и $\bar{S}(t)$ как независимых переменных, записи УД для $S(\omega)$, $\bar{S}(\omega)$, находя корней $\omega=\pm\omega_0$ и $S(t)\sim e^{i\omega_0 t}$, $\bar{S}(t)\sim e^{-i\omega_0 t}$.
В 1D-chain вопроса о $\dot{S},\dot{\bar{S}}$ знаках не возникало, т.к. УД-ии для $\dot{S}_x, \dot{S}_y$.
т.е. в УД надо $S_n(t) = S_n(\omega)e^{\pm i\omega t}$, $\bar{S}_n(t) = \bar{S}_n(\omega)e^{\pm i\omega t}$ рассм. как фурье-преобр.
Именно такие преобр. согласуются с S_x, S_y - расчетом.
Необходим. $S_n(t)\sim e^{i\omega t}$, $\bar{S}_{n1}(t)\sim e^{i\omega t}$ очевидна, ведь $e^{i\omega t}$ множители должны в УД сократиться, оставив УД для $S_n(\omega)$.
Окс. посчитал 1D-Chain $p_n=(-1)^n$, $\omega_\pm(k)$ почти совпадает с моим расчетом $\omega_\pm(k)$ от 20/VII. Текс. реш. $\omega(k)$ Окс. посчитал неверно, из-за неверного угла симметрии $\cos k\frac{\pi}{2}n$ - цепа. $n_{1,2}\to -n_{1,2}$

28/VII Чудг. укр. Законов о прописке. Вместо прописки с 1/I регистрация (по месту жительства). Укр. за рубежом регистр/прописка в укр. посольстве, остающаяся на вып. учет - в посольстве. Регистрация места жительства, только если живет там $\geq$ 6 мес. в году.
Письмо в Citi B" с предлож. to convert CBA → BBA package и/или to convert "my Ultimate Saving to Day-to-Day Saving. Заявл. о налог. справ.
30/VII Подготовка и копирование док-ов для поездки в Madrid.

30/VII - 1/VIII Поездка в Madrid с Л.: 1) укр. посольство; 2) Окс. Чубликало. Антона в мой паспорт (30€ пошлина). Сдали заявление Ант. о снятии ПМЖ со мной (без даты) и мое заявл. о форме налог. справки (дату проверить, попрано Юлей Гладун) с прилож. копии налог. №, укр. паспорта с выпиской из Дома 14А и справ. Исп. рабс справки с переводом. Гладун пропала, шлем дату appl. ПМЖ с 3 July на открытую в Aug. и сказала, что неважно, что налог. справка у меня истекла в July (21/VII). Визит к укр.-исп. адвокату (30€ за консульт.)
Оксана Ч. со-авторам Multipole PRB-II быть не хочет, согласна получить только посчитать сайт $p_n=(-1)^n$ Мус. розыск. обсужд. non-linear $F_{ST}(S)$ с Rota (mfg.v. model не дает полн. тепло). Оксана хочет со мной ~~Serena~~ Lupes 7
MEC-grant в Jan. 2013 на 2014-16, т.к. у нее нет travel денег.

Iraila • Septiembre August 2, 2012

11

План ближ. работы (см. Apr. 10, 2012)

Asteartea • Martes

8 → 1) Non-linear ST vortex dyn. — Oxc., Rafa + Csabum (nonlin W(3), D(3) nocнал, Ap 2 в конце Sept.'12

2) VC switching vs. time in $H_\perp$, h_ν-pulses, v. barrier — de Loubens

9 → 3) V. dynamics as function MRFM - probe position — de Loubens Oxc. - готовы к PRL

4) Nanotubes - analyt. DW с Ai Ping

перерез. → 5) Multipole coupl. в Vort. dyn. in pairs, 1D, 2D dot arrays - PRB с Oxc. Subm. 2 or 3 Sept. 12

6) Stripe - FMR - magnonics с Arantxa и Глеб — subm. NOV. 13 Subm. JAP May 8, 13

11 ~~7) Nat. Sci. Rep - результ. со Dani, review APL - Kim, JAP, PRS, IEEE Mag, Nature~~

→ ~~8) Resubm. Multipole - 1 paper to PRB, Oxc.~~ - subm. Aug. 15

~~9) Magnonics $SD_\perp$ - dots - Верба, comments, changes - published III/13~~

12 → 10) V. barriers и перезонанс. параметрическое ST возбуждение с Меей, can in vortex state - срав. с экспер. (Синхронизованная ST)

13 11) Gauge fields и их роль в vortex eq. of motion - ST - gen. damping с Oxc.

14

Орг. вопросы:

15 → ~~1) Жилье для Csabum, Немов, Верба в Oct. 2012~~

→ ~~2) Резерв. - уточнение Hotels Milan и Parma~~

16 3) ~~Орг. поездку Oxc. в Porto~~ и получить сут. Porto 5-12 July

4) Сдать зо. laptop в ремонт or change it (DERTEN)

17 5) Следить за ПМЖ applic. и паспорт A., ~~Укр. посольство в San Seb. 2 or 3~~

6) Уреждение вопросов счетов с Citi Bank - USA

18 → ~~7) FMR - pinning~~ и ~~Vogt posters to Kaiserslaut.~~ (FMR - pinning (Arantxa) (Oxc) Multipole poster → Parma ~~ул. доклад с Fabrizio → Parma~~

8) Отвезти Fahnle

19 → 9) Подгот. Report for Ikerbasque promotion (30 Sept. 15)

→ ~~10) Помочь Julian с subm. Basque grant (сделан и уже отправлен)~~

~~11) Отчет Madrid - trip 30 July - Aug 1, Kaiserslaut. и Mi'les Lufthansa~~

254/111 → ~~12) Резюме PhD - thesis Cunningham до Oct. 12, 2012~~ послал 15/X 12 г

→ ~~13) Отч. Citi Credit Card - 10. nacne~~

до 18 Nov. → ~~14) Заполнить и послать мою часть Europ. Travel grant (Krawczyk)~~

до 23 Nov. → 15) Предлож. по улучш. науки to Ikerbasque

Escaneado con CamScanner

(6/VIII) Обсудить с Окс. Multi'pole paper II. Ей переделать Fig. $\omega(k)$. Square lat., $\omega_0(k)$ - как sphere + кач. и сделать $v_{gr}(k)$. Цепь с ... Apl. 2014 ... apply for ... post doc UPV, т.к. прервется residence in Spain. ... Ответ ... Ник. Заявки о ПНИ со мной.

(7/VIII) С А., Ю. А. на пляж и назад. Дождь - домой. Чтение ... Physics PRB'12 Nonlin. ... Обсудили. - 27 € Ryanair ... кубрат к.

(8/VIII) Новое сообщение по Inet: купили Honda "Civic Toyota, Avensis", "Hyundai" i30CW и Nissan "Juke" - по "соотн. цена/качество".

1D chain с $p_n = \epsilon_{ij}^n$ // Найдем собств. вект x_n, y_n of dots с $p=+1/-1$ для вектора k (см. 20/VIII). $\omega_\pm(k)$ зависят с k?, при $k=\pi$ $\omega_+ = \omega_-$?

$\omega_-(k)$ растет, $\omega_+(k)$ немонотонно падает.

$$\begin{pmatrix} \omega_0+\nu & -\omega & \nu' & 0 \\ -\omega & \omega_0-\lambda & 0 & -\lambda' \\ \nu' & 0 & \omega_0+\nu & \omega \\ 0 & -\lambda' & \omega & \omega_0-\lambda \end{pmatrix} \begin{pmatrix} s^1_{kx} \\ s^1_{ky} \\ s^2_{kx} \\ s^2_{ky} \end{pmatrix} = 0, \quad s^1_{kx}=1 \to \begin{pmatrix} -\omega & \nu' & 0 \\ \omega_0-\lambda & 0 & -\lambda' \\ 0 & \omega_0+\nu & \omega \end{pmatrix} \begin{pmatrix} s^1_{ky} \\ s^2_x \\ s^2_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\omega_0+\nu \\ \omega \\ +\nu' \end{pmatrix}$$

$$\det R = \det \begin{pmatrix} -\omega & \nu' & 0 \\ \omega_0-\lambda & 0 & -\lambda' \\ 0 & \omega_0+\nu & \omega \end{pmatrix} = -\omega\nu'(\omega_0-\lambda) - \omega\lambda'(\omega_0+\nu) \Rightarrow$$

$$= -\omega\left[(\nu'+\lambda')\omega_0 - \lambda\nu' + \lambda'\nu\right]$$

$$s^1_y = \frac{1}{\det R} \det \begin{pmatrix} -\omega_0+\nu & \nu' & 0 \\ \omega & 0 & -\lambda' \\ -\nu' & \omega_0+\nu & \omega \end{pmatrix} = \frac{1}{\det R}\left[\nu'^2\lambda' - \omega^2\nu' - \lambda'(\omega_0+\nu)^2\right]$$

(об. засорен (D chain)) $\omega_\pm^2 = [\omega_0+\nu\pm\nu'][\omega_0-\lambda\pm\lambda']$. $s^2_{kx,y} \to s^2_{x,y}$, $z=1,2$ подрем.

Пусть пока $k=0$: $\nu+\nu' = 2\sum_{n=1} \nu_{on}$, $\nu-\nu' = 2\sum_{\substack{n>0 \\ нечет.}} \nu_{on} - 2\sum_{\substack{n>0 \\ чет.}} \nu_{on}$

$\lambda+\lambda' = 2\sum_{n=1}\lambda_{on}$, $\lambda-\lambda' = 2\sum_{\substack{n>0 \\ нечет.}}\lambda_{on} - 2\sum_{\substack{n=0 \\ чет.}}\lambda_{on}$. - не упрощаются.

Сек. ур. $\det A(\omega) = [\omega^2-\omega_+^2][\omega^2-\omega_-^2] = 0$ - расщепляется на 2 квадр. ур.

$$s^1_y(\omega) = \frac{\left[\nu'(\lambda'\nu'-\omega^2) - \lambda'(\omega_0+\nu)^2\right]}{-\omega\left[(\nu'+\lambda')\omega_0 - \lambda\nu' + \lambda'\nu\right]}, \quad \omega = \omega_\pm \text{ - соб. частоты chain}$$

$$\omega_\pm^2 = (\omega_0+\nu\pm\nu')(\omega_0-\lambda\pm\lambda').$$

$$s^2_x(\omega) = -\frac{\omega}{\det R}(\pm 1)\left[\lambda'(\omega_0+\nu) + \nu'(\omega_0-\lambda)\right] \approx |\text{числ. } \det R| = (\pm 1) \text{ без}$$

приближений по $\lambda, \lambda', \nu, \nu' \ll \omega_0$. Т.е. $s^2_{kx} = (\pm 1) s^1_{kx}$ для $\omega = \omega_\pm$ chain $(-1)^n = p_n$

$$s^2_y(\omega) = \frac{1}{\det R}\left[(\omega_0+\nu)\left\{\omega^2 - (\omega_0+\nu)(\omega_0-\lambda)\right\} + \nu'^2(\omega_0-\lambda)\right]$$

$$\omega_\pm^2 - (\omega_0+\nu)(\omega_0-\lambda) = \lambda'\nu' \pm \left[\lambda'(\omega_0+\nu) + \nu'(\omega_0-\lambda)\right]$$

$$\omega_\pm^2 - \lambda'\nu' = (\omega_0+\nu)(\omega_0-\lambda) \pm \left[\lambda'(\omega_0+\nu) + \nu'(\omega_0-\lambda)\right], \quad \det R = -\omega\left[\lambda'(\omega_0+\nu) + \nu'(\omega_0-\lambda)\right]$$

$$s^1_y(\omega_\pm) = \frac{1}{\det R}\left[-\nu'(\omega_0+\nu)(\omega_0-\lambda) \mp \nu'\left\{\lambda'(\omega_0+\nu) + \nu'(\omega_0-\lambda)\right\} - \lambda'(\omega_0+\nu)^2\right] =$$

$$= \frac{(-1)}{\det R}\left\{\lambda'(\omega_0+\nu) + \nu'(\omega_0-\lambda)\right\}\left[\omega_0+\nu\pm\nu'\right] = \frac{1}{\omega_\pm}(\omega_0+\nu\pm\nu') = \sqrt{\frac{\omega_0+\nu\pm\nu'}{\omega_0-\lambda\pm\lambda'}}$$

$$s^2_y(\omega_\pm) = \frac{1}{\det R}\left[(\omega_0+\nu)\left\{\lambda'\nu' \pm \left[\lambda'(\omega_0+\nu) + \nu'(\omega_0-\lambda)\right]\right\} + \nu'^2(\omega_0-\lambda)\right] =$$

$$= \frac{1}{\det R}\left[\pm(\omega_0+\nu)\left[\lambda'(\omega_0+\nu) + \nu'(\omega_0-\lambda)\right] + \nu'\left[\lambda'(\omega_0+\nu) + \nu'(\omega_0-\lambda)\right]\right] =$$

$$= -\frac{1}{\omega_\pm}\left[\nu' \pm (\omega_0+\nu)\right] = \frac{(\mp 1)}{\omega_\pm}(\omega_0+\nu\pm\nu'), \quad s^2_{ky}(\omega_\pm) = \mp s^1_{ky}(\omega_\pm)$$

Ответ Окс.: из моих заданий от 3/VIII (Figs, Olarain, Referee Reply) не сделал

Escaneado con CamScanner

Звонок Андрей Сивухин и Уралец Nonlin. ST дуэт. мне: 1) написать нонлин. коэффициенты ω_1 (частота), d_1 (damping), δ_1 (Oe-field); 2) объяснить логику в 1D Ising' модели $\omega(\bar{s})$ [ ] заимствуется ли из Gaussian current

13

(7/VIII) Работа над Proof-corrections PRB-pinning. Звукоряд с Глеб. На имейле с Л, по Разогрелся с вопросом Ryan Air и написал Мелкову. Окс. Fig. 4,7 Multipole

(8/VIII) Работа дома: 1D chain с $p_n=(-1)^n$ $S^3_{kx,y}(\omega_\pm)$ вывод. Посчитал $\omega(k_x)$ square lat $k(1,0)$ для $\delta=2, 2.1, 2.5, 3$ и послал + tables Окс. для Fig. 3a. Запрос Julian о помощи с вакуумом gland subm. Рада сообщ., что Окс. перегрел резонатор

Получено для 1D chain: $p_n=(1)^n$ $S^2_{kx}(\omega_\pm) = \pm S^1_{kx}(\omega_\pm)$, $S^2_{ky}(\omega_\pm) = \mp S^1_{ky}(\omega_\pm)$.

$S^1_{ky}(\omega_\pm) = \frac{1}{\omega_\pm}(\omega_0 + \nu \pm \nu') S^1_{kx}(\omega_\pm)$. Note: соотн. S^2_{kx}/S^1_{kx}, S^2_{ky}/S^1_{ky} такое же как в Sukh'APEX'11 для X_2/X_1, Y_2/Y_1 dot pair с $p=p_1p_2=-1$.

S^1_{ky}/S^1_{kx} аналогично $|Y_1|/X_1 = \varepsilon_\pm = \sqrt{\frac{1\pm a}{1\mp b}}$, где $a \sim I_x$, $I_y \sim b$ dot pair с $p=-1$.

$S^1_y/S^1_x = \sqrt{\frac{\omega_0+\nu\pm\nu'}{\omega_0-\lambda\pm\lambda'}}$, только $\lambda\lambda'$, ν,ν' имеют смысл multipole coupl. со своей $\delta=1$ (λ,ν) или с чужой $\delta=2$ (λ',ν') подреш.

Два способа field excitations: 1) $\vec{h}_\sim$ uniform – возбуждает моды с $\langle\vec{m}\rangle_k \neq 0$ $\vec{h}_\sim(x) = \text{const} \to \vec{h}_\sim(k) \sim \delta(k)$

2) возбужд. одной доп $(n=0)$ $\vec{h}_\sim(x) \sim \delta(x)$, $h_\sim(k) \sim \delta(k)$ Фурье. всех k.

Среднее $\vec{m}$ of δ-подрешетки $\langle\vec{m}_\delta\rangle = \sum_n \vec{m}^\delta_n = \frac{1}{N}\sum_n\sum_k \vec{m}^\delta_k e^{-ikn} = \vec{m}^\delta_{k=0}$.

$\vec{m}^\delta_k = \sum_n \vec{m}^\delta_n e^{ikn}$. 1) $\vec{h}_\sim = \text{const}(n)$ – соответ. FM $k=0$. $\frac{1}{N}\sum_k e^{ik(n-n')} = \delta_{nn'}$

По классиф. Buch.'Nat.Ph.'05:

ω_+ – мода S_1 S_2 соответ. $(i,0)$ соотношению $\vec{S}_1$ и $\vec{S}_2(t)$.

$p=+1$ $p=-1$

ω_- – мода соотв. $(0,i)$ соотнош. $\vec{S}_1$ и $\vec{S}_2$ 1ой и 2ой подреш.

$\langle\langle \vec{m}^\delta_n \rangle\rangle_\nu = \sum_{n\delta}\langle\vec{m}^\delta_n\rangle_\nu = \sum_n \langle\vec{m}^1_n + \vec{m}^2_n\rangle_\nu \sim \hat{z}\times\sum_n\left[C^1_n\vec{S}^1_n + C^2_n\vec{S}^2_n\right]$

Пусть $C^1_n = C_1$ C^2_n – хиральности одинаковы внутри подрешетки 1 ($p_1=+1$) и 2 ($p_2=-1$). $\langle\langle m^\delta_n\rangle\rangle \sim \hat{z}\times\left[C_1\sum_n \vec{S}^1_n + C_2\sum_n \vec{S}^2_n\right] \sim \hat{z}\times\left[C_1\vec{S}^1_{1\text{ on }k=0} + C_2\vec{S}^2_{2\text{ on }k=0}\right]$

$\langle\langle m^\delta_{nx}\rangle\rangle \sim (C_1\vec{S}^1_{oy} + C_2\vec{S}^2_{oy}) \sim (C_1 \mp C_2)S^1_{oy}$ для $\omega_\pm$.

$\langle\langle m^\delta_{ny}\rangle\rangle \sim (CS^1_{ox} + C_2\delta^2_{ox}) \sim (C_1 \pm C_2)S^1_{ox}$ для моды $\omega_\pm$.

+1 −1 +1 −1 +1

0 1 2 3 4 x

h/m $h^x_\sim$-uniform возбуждается мода с $\langle\langle m_{nx}\rangle\rangle \neq 0$ это ω_+ при $C_1C_2=-1$ или ω_- при $C_1C_2=+1$.

h/m $h^y_\sim$-uniform возбужд. ω_+ при $C_1C_2=+1$ или ω_- при $C_1C_2=-1$.

Если все $C_n = \text{Const}$, то $h^x_\sim$-uniform возбужд. ω_-, а $h^y_\sim$-uniform $=\omega_+$.

1D chain $p_n=(-1)^n$

// Но у Ohmi-Barman'10 ($h^\sim_{circ.}$) и Vogel'APL'11 ($h^\sim_x$) поле приложено локально, к 1-ому доп в цепочке. Здесь волна бежит вдоль цепи

Если $\vec{h}_\sim(x) \sim \delta(x)$ local, $\vec{h}_\sim(k) = \text{const}$ → возбуждаются все k'ы бегущ на цепочке с $v_g^\pm = \frac{d\omega_\pm}{dk}$ скоростью. $|v_g^+| = |v_g^-|(k)$.

И $v_g(p_n=(-1)^n) >> v_g(p_n=\text{const})$. Local $\vec{h}_\sim$ возбуждает все k и

Obs. Semigroup моды $\omega_\pm(k)$ of the chain $p_n=(-1)^n$. С Barman'10 сравнить нужно только (сам не часто $p_n=(-1)^n$). Но допол. инфо $\vec{h}_\sim$ local $\vec{h}_\sim$.

Escaneado con CamScanner

$\nu(k) = 2\sum_{n>0} \nu_n \cos kn = 2\sum_n \cos kn\,(16\pi^2 M_S^2 R^3 \beta^2) \sum_L P_L \frac{R^{L+1}}{R_{on}^{L+1}}$, R_{on} Septiembre 1 Iraila

$\nu(k) = 2\sum_{n>0} \cos kn \,(*) \sum_L P_L \frac{1}{d^{L+1} n^{L+1}} = 2(\cdot)\sum_L \frac{P_L}{d^{L+1}} \sum_{n>0} \frac{\cos kn}{n^{L+1}}$, $\mathcal{B}_L(k) = 2\sum_{n>0} \frac{\cos(kn)}{n^{L+1}}$ « n-зог. $\nu'(k)$ содерж. $\mathcal{B}_L(k)$ с n-когот.

$\lambda(k) = (\cdot)\sum_L \frac{P_L L}{d^{L+1}} \mathcal{B}_L(k)$, $\lambda'(k) = (\cdot)\sum_L \frac{L P_L}{d^{L+1}} \mathcal{B}_L(k)$ с $\sum_n (\cdot)$

Надо ввести $\mathcal{B}_L^e(k)$ и $\mathcal{B}_L^o(k)$ с $\sum_n (\cdot)$, где n-even(e), or odd(0).

$\nu \pm \nu' = (\cdot)\sum_L \frac{P_L}{d^{L+1}} [\mathcal{B}_L^e \pm \mathcal{B}_L^o]$, $-\lambda \pm \lambda' = (\cdot)\sum_L \frac{L P_L}{d^{L+1}} [-\mathcal{B}_L^e \pm \mathcal{B}_L^o]$

$\omega_\pm^2 = (\omega_0 + \nu \pm \nu')(\omega_0 - \lambda \pm \lambda') = (\omega_0 + f_\pm^1)(\omega_0 + f_\pm^2)$.

$(*) = \frac{d}{2\pi M_S L} 16\pi^2 M_S^2 R \beta^2 = 2\beta\omega_M$. $f_\pm^1 = \nu \pm \nu'$, $f_\pm^2 = -\lambda \pm \lambda'$.

Для 1D chain с $p_n = \text{const}$ $F_+^1 = -J_1 + J_2 = \sum \frac{P_L}{d^{L+1}} \mathcal{B}_L [-(L-1) + (L+1)] = 2\sum_L \frac{P_L \mathcal{B}_L}{d^{L+1}}$

$F_-^1 = -J_1 - J_2 = \sum_L \frac{P_L}{d^{L+1}} \mathcal{B}_L [-(L-1) - (L+1)] = -2\sum_L \frac{P_L L}{d^{L+1}} \mathcal{B}_L$. coord. $2\beta\omega_M$

$\beta\omega_M/\omega_0 = 9\pi/5$.

$\frac{\omega^2}{\omega_0^2}(p_n = \text{const}) = \left[1 + \frac{18\pi}{5}\sum_L \frac{P_L \mathcal{B}_L}{d^{L+1}}\right]\left[1 + \frac{18\pi}{5}(-1)\sum_L \frac{L P_L}{d^{L+1}} \mathcal{B}_L\right]$

ω_F^2/ω_0^2 $(p_n = \text{const}) = \left[1 + \frac{18\pi}{5} f_+^1\right]\left[1 + \frac{18\pi}{5} f_-^2\right]$, т.к. $\mathcal{B}_L = \mathcal{B}_L^e + \mathcal{B}_L^o$.

$\frac{1}{\omega^2}\omega_\pm^2(\text{altern.}) = \left[1 + \frac{18\pi}{5} f_\pm^1\right]\left[1 + \frac{18\pi}{5} f_\pm^2\right]$, $f_\pm^1 = \sum_L \frac{P_L}{d^{L+1}}[\mathcal{B}_L^e \pm \mathcal{B}_L^o]$, $f_\pm^2 = \sum_L \frac{L P_L}{d^{L+1}}[-\mathcal{B}_L^e \pm \mathcal{B}_L^o]$

Отыщем $\omega_{(k)}^F$ всегда меньше $\omega_\pm(k)$, $\omega_F(\pi/2) = \omega_\pm(\pi/2)$, $\mathcal{B}_L^o(\pi/2) = 0$.

Для $p_n = \text{const}$ сек. ур. нагр. из $p_n = (-1)^n$-case by $\lambda' = \nu' = 0$

$\begin{pmatrix} \omega_0 + \nu & -\omega \\ -\omega & \omega_0 - \lambda \end{pmatrix}\begin{pmatrix} s'_{kx} \\ s'_{ky} \end{pmatrix} = 0$, $(\omega_0 + \nu)s_{kx} - \omega s_{ky} = 0$, $\frac{s_{ky}}{s_{kx}} = \frac{\omega_0 + \nu}{\omega}$

$\omega^2 = (\omega_0 + \nu)(\omega_0 - \lambda)$, $s_{ky}/s_{kx} = \sqrt{\frac{\omega_0 + \nu}{\omega_0 - \lambda}} = \sqrt{\frac{1 + (18\pi/5) f_+^1}{1 + (18\pi/5) f_-^2}}$ – диаметр. + расст.

9/VIII Написание text Multipole-2 paper.

10/VIII Наши нам. Поездка в Lintzirin „Hyundai". Оформление покупки i30-blue „Hyundai" auto (20.000 € incl. IVA, impuesto y gastos matricul.) и доставку Заим 500 €. Обещали доставить car 20-24 Aug. С Л.Ю.Ј. в „Arzezoa"

11/VIII Написание Multipole paper (кор. Sec. 2.3, расширить Intro и 1D chain)

12/VIII С Л., Ю., Ј. в Orio - Zarautz - Zumaia - Deba. Устроились в Deba.

13/VIII Начат Auto Insurance с Julian (AIG, Allianz -?). Нужны. todos incl. 257/108 от car Ports Reports по поездке в Madrid (July 2-5) и Porto (July 5-12)

14/VIII Доработка Multipole-1 paper, Other Referee, Cover lett. с Ю., А., Jul. в Hendaye/Irún. Окс. доделаны Multipole-1.

15/VIII Окс. submitted Multipole-1 to PRB. Упр. paper Отени и publ. в Sci. Rep. Получ. отказ на Kim-APL по V-dot pair.

16/VIII С Ј. и Л. поездка в autoins. Companies „Axa" и „Allianz" На Лору 258/107 дорого, т.к. не считал insur. в Эрии и сами driving в Spain/06 < 2 лет (укр. сам с 2000 г. не считается). Но можно оформить insur. на Julian. Поговорить дополнительно с Л., Ю., Ј. в Eroski - Urbil, с А., Ю., Ј. - самое.

17/VIII Update Iker в web-site и CV. 19/VIII - Update CV с Л.

20/VIII Сн. дом ~400 т. € Beasain - Tolosa с Ј., Ю., Л. и дом 350 т. € - очаровательно - спокойно и далеко и нам. деревня очень хор. „Eroski" - Urbil, ничего.

21/VIII Поездка в „Axa" autoinsur. Ю. - 50 € с собой в Мурманск. La Perla с Л. Edited и послан Vogt - poster для печати Окс.

22/VIII Received Hotel in Milan на Sept. 14 и re-booked Hotel Roma на 8-14/IX. Semana Asturias. Звонили из „Hyundai": машина пришла. Вопрос в Lintzirin. Оплатил 19.500 € by Bank transfer за нам. to Hyundai Barso Car.

Escaneado con CamScanner

(23/VIII) С 1. Вдел ее прописка в Bergen Car. Lide, плюс

(24/VIII) Обсъждане. Разговор с Фаррах. Звънна в Casa Talento с молба за обезпечителна (Axa insur.) и Arantxa (Cars to Car). Ок. пристигна poster by Vogt. Разбор w_0 (Hbif) de Loubens с Ока.

17

(24/VIII) w_0 (tip position) с Ок. Переговори с Casa Talento (посл. Мелкова) Asteloan Christine (Аха - autoinsur.) и Arantxa (Hyundai). Arantxa сдела Matriculation of the car, а Кристина застрахова ее с 24/VIII 12 г. Зад подробно пак Разбор Hyundai i30 от Lintzirin. В Carrefour с Л. (ок. 12 км) на машина.

(25/VIII) С Л. в Amara - ланч в BIO. File с грантове 2009-2012 для Julian и Ikerbasque report. Sent Review Liu-JAP ST-Vortex dyn. Забран у Ок. BLS-Vogt poster и Ольга ее Multipole-Hz poster.

(26-30/VIII) Travel to ICMM'2012, Kaiserslautern с Julian и Arantxa. Murikami - Berry ph. in Magnonics - посл., new Sendai-talk Vortex dyn. в F/N/F pillar посл.. обещан славину: 1) Coupling det pair-breaking 2) bound. w_1 и w_2 для ST-Vortex dyn. посланъ до края Sept. (тогда с тия 2 papers + Japan exp.). Беседи с Мелков: он получил approval Casa de Talento - apt. Discuss. с Devolder и Vukadinovic. Обсъжд. exp. w_0 (tip position) с de Loubens: только H_z не може обяснимъ $w_0(H_z^2)$, надо H_{xy}. Обеди 26/VIII и ужинан 29/VIII с Arantxa в Hotel Bremerhof, в хотел.

(31/VIII) См. дома в Orio, 4 ет. 220 m², 515-540 т. € и не хощат снижение, offer на 2 недели. За тунизи с J. в Gros, обед, сон, филмъчи.

(1/IX) С Л., М. Ј. в La Perla" С Л. в Lide". Фаррах пр. slides oral talk JEMS Winter magnons, отвори postdoc cand. A. Uslinov, пристигам из Сингапура Ph.D. thesis на рецензия до 13 Oct. (депозит S$ 500 ≈ 400 US$) Обсъжд. с Ок. $w_0(H)$ de Loub., $\partial w_z/\partial s_d \sim \partial m_z/\partial s_d$? Update CV.

(2/IX) С А., А. Андреев в San Juan de Luz. Отдих.

(3/IX) Посл. Славину file по Interdot M. coupl. Dot pair (selected from PRB Subm.) Update CV. Видях в Casa de Talento (не засех manager Ane Olivan) - изпрати Ане e-mail с въпроси. Подготовка Winter magn. talk slides-Parm.

(4/IX) Подготовка draft The host department Evaluation for Promotion Тел. разговор с Ок. Ключи. Переписка с Ikerbasque об Evaluation docs. по груши Arantxa ок. знаков Мелкова и получих conf. letters Talut House for Мелков и Вертеа. Вземен брошури JNN с RTNSA Proceedings.

(5/IX) Подготовка Landing statement и Res. Plan for Ikerbasque Evaluation. Meeting с Virginia: обсъждане ее TMR доклада на TNT'12 in Madrid. Recom. paper by Depondt to publish in Phys. Lett. A.

(6/IX) Ок. кв. Sept. Meeting с Julian: 1) он иска да напиша ~1 page Resumen по Magnonics, Spintronics для Basque grant - групи на 6 нас; 2) обещах да пиша своето file - заповяда Host Center Report for Ikerb. Promotion, ок не получи ено време, updated file и переписах to Julian; 3) показах CV postdoc candidate A. Uslinov, заинтересован, обсъдихме дали Arantxa получила certificates Мелков и Вертеа от Casa Talento, Ок. ще 260/105 писала PDFs дим. Update info at Ikerbasque site и мое CV, Ок. Муб.

(7/IX) Meeting с Julian: 1) мой plan to Basque grant is Ok; 2) дотогава мой file Host Center Report; 3) Coord. ERC-grant team (Germany, France, U.K. Slovakia, Portugal) на новата тема; 4) 2 postdocs + 3 PhD student + 1 Secr. Univ. дал деним по Basque grant. E-mail to Uslinov. Updates Host Center Eval. Report, включих нужда ERC-applicat. если я co-ordinator. Short Future Res. Plan и посл. to Julian, Created PDFs of updated CV и ~~Landing statement~~ и записъци их на Ikerbasque Site, Ок. посл.:

38 Aste · Semana

1) Записъ Res. Plan и download PDF; 2) Внесен Conf. 2011-12; 3) E-mail Ikerbasque о worth. и 2 Referees.

Escaneado con CamScanner

8-15/IX поездка на JEMS'12 в Parma, Italy. Уст. доклад „Winter's magnons в FeNi dots" в смесен Фурказа и 2 posters „FMR-pinning „Vortex dots multipole coupling". Ultrafast dyn. (H. Dürr) light moves domain walls; E. Wegrowe: Slavin – switching ↑↓ to chess-board state by long in-plane ... current; Slavin – switching ↑↓ to chess-board state by long in-plane current; E. Wegrowe: нагряване LLG из ур. вълна, надо възбуждане инерции (mass term), $\gamma\dot{M} \to \gamma[\dot{M} - \tau\ddot{M}]$, $\tau \sim fns \sim$ мом. inertia. Switch: възбуждане spin currents by SW, ∇T (ури Seebeck effect) и sound waves (new). SW induced S. current $\vec{j}_s \sim \vec{s}\vec{k} - \vec{s}\cdot\vec{k}$ $\vec{s}\vec{k} = \vec{s}\times\vec{k}$ aber. spin pumping на FM(metal,insul)/N interface. M. Urbaniak – vortex C-switch.? M. Sproll – min H_{sw} (v. core) при 2.5 GHz – nonlin. azim. SW–TM coupling? Brazil poster no vortex dot array spin echo из-за dw и m. coupling.

18

14/IX умерла Эдика жена Оля. Ю. переписмила Эдику – Lena 500€ Western Union. Talento соли. увеличить deposit Мелкову. Закачили Res.plan и subm. to Ikerbasque. Comm. о готовност Evaluat. E-mails: Melkov, Useinov, Verdaci.

17/IX Последни (песет) разходи по проекти: 721,40€ – Билети К. и А. в Germany (Dva Славин MICINN), 402,02€ ICMM-Kaisersl. Arantxa (Окс.-MICINN), 354,06€ Kos. Madrid (Окс. MICINN), 308,33€ Kos-Porto (220611 AEAØ) 375,45€ Julian-Belgium (Окс. MICINN), 840,00€ (Слав. MICINN) - ICMM Conf. fee Kos. у Arantxa, 724,47€ Kos.-Kiev (Славин MICINN) 64,66€ - физици (SAIOTEK) Други Разходи на Окс.: Parma (1250€ + 500€ Conf fee), 330€ (Madrid Окс) 410€ - Kaiserslt. (Окс. MICINN). Окс. – Слав. – Magnonics 460€ (Славин MICINN).

Беседа с Arantxa: расчет FMR stripe array завтра. Melkov – ½ deposit отн. Беседа с Окс: 1) Cherepov-Ivanov 'PRL неясно; 2) Freeman 'arXiv '12 – Malvitia, но не ясно (a tone, не хват. опредлението); 3) Motlov '12 Arxiv свои ума на E_{ex}

E_{ex} при $\sum W(z\bar{z})$. $E_{ex} = \sum_d (\nabla m_d)^2 = (\nabla m_x)^2 + (\nabla m_y)^2 + (\nabla m_z)^2$,

$\nabla = \hat{x}\frac{\partial}{\partial x} + \hat{y}\frac{\partial}{\partial y}$ в силу двухмерност задача ($\partial/\partial z = 0$).

$$E_{ex} = \left(\frac{\partial \vec{m}}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \vec{m}}{\partial y}\right)^2 = 4\frac{\partial \vec{m}}{\partial z}\cdot\frac{\partial \vec{m}}{\partial \bar{z}}, \quad \frac{\partial}{\partial z} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial}{\partial x} - i\frac{\partial}{\partial y}\right), \quad \frac{\partial}{\partial \bar{z}} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial}{\partial x} + i\frac{\partial}{\partial y}\right)$$

$\vec{m} = v\hat{e}_+ + \bar{v}e_- + m_z\hat{z}$, $\hat{e}_\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{x} \mp i\hat{y})$, $\hat{e}_z = \hat{z}$, $\hat{e}_\pm \times \hat{z} = \mp i\hat{e}_\pm$, $\hat{e}_+ \times \hat{e}_- = i\hat{z}$

$e_\alpha \cdot \bar{e}_\beta = \delta_{\alpha\beta}$, $e_\alpha \cdot e_\beta = 0 (\alpha, \beta = \pm)$, $\hat{e}_+ = \hat{\bar{e}}_-$, $\hat{e}_+ \cdot \hat{e}_- = 1$, $\hat{e}_\pm \cdot \hat{\bar{e}}_\pm = 0$, $\hat{e}_\pm \cdot \hat{z} = 0$.

$v = \sqrt{2}\frac{w}{1+w\bar{w}}$, $m_z = \frac{1-w\bar{w}}{1+w\bar{w}}$, $|\vec{m}|^2 = \vec{m}\cdot\vec{m}^* = 2v\bar{v} + m_z^2 = 1$.

$$E_{ex} = 4\frac{\partial \vec{m}}{\partial z}\cdot\frac{\partial \vec{m}}{\partial \bar{z}} = 4\left[\hat{e}_+\frac{\partial v}{\partial z} + \hat{e}_-\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} + \hat{z}\frac{\partial m_z}{\partial z}\right]\cdot\left[\hat{e}_+\frac{\partial v}{\partial \bar{z}} + \hat{e}_-\frac{\partial \bar{v}}{\partial \bar{z}} + \hat{z}\frac{\partial m_z}{\partial \bar{z}}\right] =$$

$$= 4\left[\frac{\partial v}{\partial z}\frac{\partial \bar{v}}{\partial \bar{z}} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial z}\frac{\partial v}{\partial \bar{z}} + \frac{\partial m_z}{\partial z}\frac{\partial m_z}{\partial \bar{z}}\right], \quad \frac{\partial v}{\partial p} = \frac{\sqrt{2}}{(1+w\bar{w})^2}\left(\frac{\partial w}{\partial p} - w^2\frac{\partial \bar{w}}{\partial p}\right)$$

$$E_{ex} = 4\cdot\frac{2}{(1+w\bar{w})^4}\left[\left(\frac{\partial w}{\partial z} - w^2\frac{\partial \bar{w}}{\partial z}\right)\left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial \bar{z}} - \bar{w}^2\frac{\partial w}{\partial \bar{z}}\right) + \left(\frac{\partial w}{\partial \bar{z}} - w^2\frac{\partial \bar{w}}{\partial \bar{z}}\right)\left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial z} - \bar{w}^2\frac{\partial w}{\partial z}\right)\right] +$$

$$+4\cdot\frac{4}{(1+w\bar{w})^4}\frac{\partial(w\bar{w})}{\partial z}\frac{\partial(w\bar{w})}{\partial \bar{z}} = \frac{8}{(1+w\bar{w})^4}\left[\frac{\partial w}{\partial z}\frac{\partial \bar{w}}{\partial \bar{z}}(1+w^2\bar{w}^2) + \frac{\partial w}{\partial \bar{z}}\frac{\partial \bar{w}}{\partial z}(1+w^2\bar{w}^2) + \right.$$

$$\left. +2w\bar{w}\frac{\partial \bar{w}}{\partial z}\frac{\partial w}{\partial \bar{z}} + 2w\bar{w}\frac{\partial w}{\partial z}\frac{\partial \bar{w}}{\partial \bar{z}}\right] = \frac{8}{(1+w\bar{w})^2}\left[\frac{\partial w}{\partial z}\frac{\partial \bar{w}}{\partial \bar{z}} + \frac{\partial w}{\partial \bar{z}}\frac{\partial \bar{w}}{\partial \bar{z}}\right].$$

Проверка, подсавяйки $w = \operatorname{tg}\frac{\theta}{2}e^{i\varphi}$, дава $E_{ex} \sim [(\nabla\theta)^2 + \sin^2\theta(\nabla\varphi)^2]$

New paper Wysin PRB'12 ho t-finite vortex dyn. + preprint Chudnovsky. TM.

18/IX Обсъждане FMR-patterned stripe Simul. с Arantxa. Здравей Глас. 1) нулиране ugres ($\theta = 0, 90°$) дали stripes ($t = 40$ nm) и patterned ... film; 2) links to ERC-grants; 3) отн. у Юрги Погор. 8 дни сут. Portugal.

Escaneado con CamScanner

Обсужд. с Окс. вычисление F_{ex} через $\frac{\partial w}{\partial z}$, обзора Kosevich '90 exp. deLoubens vort. inhom field (или посчитать ∂m_z сами в W_{zeem})

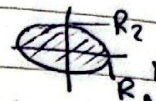
F/N/F vort dyn. paper Cherepov 'PRL' 12

Comments к cherepov - Ivanov 'PRL' 2012 Cherepov Vortex 'PRL'

1) нет exp. доказательств V-V state of layers in F/N/F pillar

2) как реализовать в F/N/F dot состояние $C_1C_2=-1$ и $P_1P_2=-1$, везде $P_1P_2=+1$ значительно более выгодно (особенно для strong core repulsion)

3) проверить корр. месности $\varkappa_{core\text{-}core} >> 1$ (single dot). Вообще core-core coupling сильно завышен.

4) как показали $k_{1,2} \sim 1/R_{1,2}$ для 3 лимитир. layers  надо $\frac{k_2}{k_1}=\frac{R_1}{R_2}$

5) Пики и/при 5 и 6 GHz вероятно azim. SW, а вот и/при низких 2 GHz ($P_1P_2=+1$) неясна, не доказано, что это мода coupled cores

6) Неясно почему посчитана ω_0^{AP-AP} и эллиптичность моды для $P_1P_2=-1$

7) Отмечено, что частоты dot pair не зависят от P_1P_2 (p.4), что не так

8) radius orbit v.core = 1 nm (rotational mode?) или 0.1 nm (vibr. mode) OOMMF simulated за пределами micromag. simulations

9) vibr. mode amplitude (0.1 nm) очень мала, ее интенсивность очень мала и не может обеспечить большие экс. интенсивности f vibr

10) $M_{vort} = 0.6 \frac{L}{\gamma^2}$, что гораздо меньше моей $M = \frac{3}{2}\frac{L}{\gamma^2}$ из Gus' PRB'10

11) видимо импортировали Gus'PRB'10, Awad'APL'11 F/N/F, а оттуда (eq. motion с $G_3 \times \ddot{\vec{X}}$ на забочении. paper Ivanov 'JETP Lett.'10, где G_3 и M берутся из ment ω_0 и $\omega_{\pm 1}$ of azim. SW.

Comments 2) 3), 5), 8), 9) удивительны для статьи. Как ее в PRL пропустили

Nonlinear ST vortex oscillator (это сделано)

Recent - Papers $F_{ST}(s)$ nonlin. см. 1-12/III 12г., (Now papers damping $d(s)$ nonlin. -8/I 12.

Non-lin. $W_m(s)$ - 5/I 2006г., Non-lin. $W_{ex}(s)$ - 5/I 2006г. (pole f.m., norma

Non-lin. $W_H(s)$ - (pole free m.) (pole-free model) - 12/I 2006г. Simul. $W_m(s)$ - 3/VIII 08г. (Buchanan)

Non-lin. $G_z(s) \sim Q(s)$ - 14/X - 15/X 2007г. (pole free model).

Non-lin. $Q(s)$ corrected - 14/XII 2008г.

Non-lin. damping $D(s)$ 12/VII - 13/XII 2009г. (pole free model). d_1 - неверное

Проверка non-lin. $W_m(s)$ 21/III 2010г. (pole-free m.)

Проверка non-lin. $W_m(s)$, $Q(s)$ - 31/III - 4/IV 2012г. и сравн. $|s|$ - и $|F|s|^2| = \frac{2|s|}{1+|s|^2}$ pag 262/103

Non-lin. ST force $F_{ST}^-(s)$ - 8-11/IV 10г. (pole free и zig. v. models)

Non-lin. ST force $F_{ST}^-(s)$ 1-12/III 12г. Вкл. числ. оценки.

(19/IV) Расчеты non.-lin. $W_m(s)$, $W_{ex}(s)$ (если нужно), $G_z(s)$, $D(s)$, $F_{ST}(s)$, $W_H^{curr}(s)$.

Наиболее важны для статьи - non-lin. oscillator $W_m(s)$ и $D(s)$.

$F_{ST}(s)$ описан в Окс. Лаб. $G_z(s)$ - слайд. $W_H^{curr.}(s)$ - вообще non-lin. не считать.

Pole free model $f(z) = \frac{i}{c}C\left[z - \frac{(s+\bar{s}z^2)}{(1+|s|^2)}\right]$. $w = f$ в core, $w = \bar{s}/|s|$ вне core.

$\operatorname{div}\vec{m} = 2\,\mathrm{Re}\left(\frac{\partial w}{\partial z}\right)$. Вне core $w = f(s)/|s|$, $\frac{\partial w}{\partial z} = \frac{1}{2}\frac{1}{|s|}\frac{\partial f}{\partial z}$.

Escaneado con CamScanner

$\operatorname{div}\vec{m} = 2\,\mathrm{Re}\,\frac{1}{2}\frac{1}{|f|}\frac{\partial f}{\partial z} = \frac{1}{|f|}\mathrm{Re}\,\frac{\partial f}{\partial z} = \frac{1}{|f|}\mathrm{Re}\,\frac{i}{c}\mathbb{C}\left[1 - \frac{1}{1+|s|^2}2\bar{s}z\right]$

$f = (s_x - is_y)(x+iy) = s_x x + s_y y - i(s_y x - s_x y)$

$\frac{1}{|f|}\frac{1}{1+|s|^2}\mathrm{Re}\,\frac{i}{c}\mathbb{C}(-2)\left[s_x x + s_y y - i(s_y x - s_x y)\right] = \frac{1}{|f|}\frac{\mathbb{C}}{1+|s|^2}\frac{2}{c}(s_x y - s_y x)$

$\operatorname{div}\vec{m} = \frac{1}{1+|s|^2}\frac{1}{c|f|}2(s_x y - s_y x)$. $\mathbb{C} = 1 - ne^{i\varphi}$ Gauss.

$f(z) = i\left[z - (s' + \bar{s}' z^2)\right]$, $s' = \frac{s}{1+|s|^2}$ удоб. переменная

$\operatorname{div}\vec{m} = \frac{1}{c|f|}2(s'_x y - s'_y x)$. $c|f(z)| = |z - s' - \bar{s}' z^2|$.

Здесь (без огр. общности) $S = S_x$, $S' = S'_x$, Тогда $W_m = f(|s|)$ — инвар. относительно вращ. $W_m(s)$ вне сферы $+\infty$ вблизи (нормир. к сфере функционал $f \to \frac{f}{|f|}$)

$\operatorname{div}\vec{m} = 2\,\mathrm{Re}\,\frac{\partial f}{\partial z} = 2\,\mathrm{Re}\,\frac{i}{c}\mathbb{C}\left[1 - \frac{s}{1+|s|^2}2\bar{z}\right] = 2$

$= \frac{1}{c}(s'_x y - s'_y x)$, $S = S_x$ и $S' = S'_x$ — было, $s = \bar{s}$.

$\frac{1}{c|f|} = \frac{1}{|z - s' - \bar{s}' z^2|} = \frac{1}{|z - s'(1+z^2)|}$. $c|f| = \left[\bar{z} - s'(1+z^2)\right]\left[z - s'(1+\bar{z}^2)\right] =$

$= z\bar{z} - s'(1+z^2)\bar{z} - s'(1+\bar{z}^2)z + s'^2(1+z^2)(1+\bar{z}^2) = s^2 - s'\left[z + \bar{z} + z s^2 + \bar{z} s^2\right] +$

$+\left[1 + z^2 + \bar{z}^2 + s^4\right] = s^2 - s'(1+s^2)2s\cos\varphi + s'^2\left[1 + s^4 + 2s^2\cos 2\varphi\right]$, $s = 2\sin\frac{\varphi}{2}$.

$\frac{1}{c|f|} = \frac{1}{s}\frac{1}{\left[1 - 2s'\frac{(1+s^2)}{s}\cos\varphi + \frac{s'^2}{s^2}(1+s^4+2s^2\cos 2\varphi)\right]^{1/2}}$, $\frac{1}{\sqrt{1+x}} = 1 - \frac{1}{2}x + \frac{3}{8}x^2 + O(x^3)$ — Маклорен.

$x = -2s'\frac{(1+s^2)}{s}\cos\varphi + \frac{s'^2}{s^2}(1+s^4+2s^2\cos 2\varphi)$

$\frac{1}{c|f|} = \frac{1}{s}\left[1 - \frac{1}{2}x + \frac{3}{8}x^2\right] = \frac{1}{s}\left[1 + s'\frac{(1+s^2)}{s}\cos\varphi - \frac{1}{2}\frac{s'^2}{s^2}(1+s^4+2s^2\cos 2\varphi) + \right.$

$\left. + \frac{3}{8}4s'^2\frac{(1+s^2)^2}{s^2}\cos^2\varphi + O(s'^3)\right] = \frac{1}{s}\left[1 + s'\frac{(1+s^2)}{s}\cos\varphi + \frac{1}{2}\frac{s'^2}{s^2}\left\{-1 - s^4 - 2s^2\cos 2\varphi + \right.\right.$

$\left.\left. + 3(1+s^2)^2\frac{1}{2}(1+\cos 2\varphi)\right\}\right] = \frac{1}{s}\left[1 + \frac{s'}{s}(1+s^2)\cos\varphi + \frac{1}{2}\frac{s'^2}{s^2}\left\{\frac{1}{2}(1+s^4) + 3s^2 + \right.\right.$

$\left.\left. + \left(\frac{3}{2}(1+s^4) + s^2\right)\cos 2\varphi\right\}\right] = \frac{1}{s}\left[1 + \frac{s'}{s}(1+s^2)\cos\varphi + \frac{1}{4}\frac{s'^2}{s^2}(1+s^4+6s^2) + \right.$

$\left. + \frac{1}{4}\frac{s'^2}{s^2}(3+3s^4+2s^2)\cos 2\varphi\right]$, это совп. с разложением $s' \to s$ с $2\sqrt{\text{III}}$ 102.

$O(s'^3)$

$\operatorname{div}\vec{m}\cdot\operatorname{div}\vec{m} \sim s'^2 \sim s^2$, поэтому $\frac{1}{c|f|}$ надо считать с точн. до s^2, если хотим W_m до s^4.

$W_m^{\text{инв}}(s) = \frac{1}{2}\int dV\,dV'\,\frac{\operatorname{div}\vec{m}(\vec{r})\operatorname{div}\vec{m}(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|}$, $\operatorname{div}\vec{m} = F(s,\varphi,s)$, $\int dz\int d\varphi(\cdot)$

$\operatorname{div}\vec{m} = \frac{2s'_x y}{c|f|} = \frac{2s's\sin\varphi}{c|f|} = 2s'\sin\varphi\left[1 + \frac{s'}{s}(1+s^2)\cos\varphi + \frac{1}{4}\frac{s'^2}{s^2}(1+6s^2+s^4) + \right.$

$\left. + \frac{1}{4}\frac{s'^2}{s^2}(3+2s^2+3s^4)\cos 2\varphi\right]$. Видно $\int_0^{2\pi} d\varphi\,\operatorname{div}\vec{m} = 0$, поэтому $F_0(k) = 0$, $2\sqrt{\text{III}}$ 102.

$F_\mu(k) = \int d^2\vec{s}\,J_\mu(ks)e^{i\mu\varphi}\operatorname{div}\vec{m}(s)$, $\int d^2\vec{s} = \int_0^1 ds\,s\int_0^{2\pi} d\varphi(\cdot)$.

$W_m^{\text{инв}}(s) = 2L\int\frac{dk}{k}f(kL)\sum_{\mu>0}|F_\mu(k)|^2$, $\int d\varphi e^{i\mu\varphi}\operatorname{div}\vec{m} = I_\mu(s,s)$.

$\operatorname{div}\vec{m}\cdot\operatorname{div}\vec{m}(\cdot) = 4s'^2\sin\varphi\sin\varphi'\left[1 + \frac{s'}{s}(1+s^2)\cos\varphi + \frac{1}{4}\frac{s'^2}{s^2}(1+6s^2+s^4) + \right.$

$\left. + \frac{1}{4}\frac{s'^2}{s^2}(3+2s^2+3s^4)\cos 2\varphi\right]\left[1 + \frac{s'}{s'}(1+s'^2)\cos\varphi' + \frac{1}{4}\frac{s'^2}{s'^2}(1+6s'^2+s'^4) + \frac{1}{4}\frac{s'^2}{s'^2}(3+2s'^2+3s'^4)\cos 2\varphi'\right] =$

$= 4s'^2\sin\varphi\sin\varphi'\left[1 + \frac{1}{4}\frac{s'^2}{s'^2}(1+6s'^2+s'^4) + \frac{1}{4}\frac{s'^2}{s'^2}(3+2s'^2+3s'^4)\cos 2\varphi' + \right.$

$\left. + \frac{s'^2}{s'^2}(1+s^2)(1+s'^2)\cos\varphi\cos\varphi' + \frac{1}{4}\frac{s'^2}{s^2}(1+6s^2+s^4) + \frac{1}{4}\frac{s'^2}{s^2}(3+2s^2+3s^4)\cos 2\varphi\right]$

$W_m(s) \sim \sum_\mu\int d\varphi e^{i\mu\varphi}\int d\varphi' e^{-i\mu\varphi'}\operatorname{div}\vec{m}(\vec{r})\operatorname{div}\vec{m}(\vec{r}')$. Надо $\int d\varphi e^{i\mu\varphi}\sin\varphi$ и т.д.

Escaneado con CamScanner

$\operatorname{div}\vec{m}\,\operatorname{div}\vec{m}'(\cdot) = 4s'^2 \sin\varphi \sin\varphi' \left[F_0(ss') + F_1(s)\cos 2\varphi + F_1(s')\cos 2\varphi' + F_2(ss')\cos\varphi\cos\varphi'\right]$

Iraila · Septiembre

$\sum_\mu \int d\varphi\, e^{i\mu\varphi} \int d\varphi' e^{i\mu\varphi'} \operatorname{div}\vec{m}\,\operatorname{div}\vec{m}'(\cdot) = \sum_\mu (4s'^2) \int d\varphi e^{i\mu\varphi} \sin\varphi \int d\varphi' e^{-i\mu\varphi'} \sin\varphi' \times$

$\times \left[F_0 + F_1\cos 2\varphi + F_1'\cos 2\varphi' + F_2\cos\varphi\cos\varphi'\right] = (4s'^2)\left[2\pi F_0(\delta_{\mu,1}+\delta_{\mu,-1}) - \frac{\pi}{2}F_1(\delta_{\mu,1}+\delta_{\mu,-1}) - \frac{\pi}{2}F_1'(\delta_{\mu,1}+\delta_{\mu,-1}) + \frac{\pi}{4}F_2(\delta_{\mu,2}+\delta_{\mu,-2})\right]$

$W_m^{vol} = L\int\frac{dk}{k} f(kL) \sum_\mu \int ds\, s\, J_\mu(ks) \int ds'\, s' J_\mu(ks') \int d\varphi e^{i\mu\varphi} \int d\varphi' e^{-i\mu\varphi'} \operatorname{div}\vec{m}\,\operatorname{div}\vec{m}'(\cdot) =$

$= L\int\frac{dk}{k} f \sum_\mu \int ds\, s J_\mu \int ds' s' J_\mu(\cdot) \int d\varphi e^{i\mu\varphi} \int d\varphi' e^{-i\mu\varphi'} (4s'^2)\sin\varphi\sin\varphi' \times$

$\times \left[F_0 + F_1\cos 2\varphi + F_1'\cos 2\varphi' + F_2\cos\varphi\cos\varphi'\right] = L\int\frac{dk}{k} f \sum_\mu \int ds\, s J_\mu \int ds' s' J_\mu' (4s'^2) \times$

$\times \left[F_0\pi^2(\delta_{\mu,1}+\delta_{\mu,-1}) - \frac{\pi^2}{2}F_1(\delta_{\mu,1}+\delta_{\mu,-1}) - \frac{\pi^2}{2}F_1'(\delta_{\mu,1}+\delta_{\mu,-1}) + \frac{\pi^2}{4}(\delta_{\mu,2}+\delta_{\mu,-2})\right] =$

$= L\int\frac{dk}{k} f (4s'^2)\pi^2 \int ds\, s \int ds' s' \left[\left(2F_0 - F_1 - F_1'\right) J_1 J_1(\cdot) + \frac{1}{2}F_2 J_2 J_2(\cdot)\right]$

$W_m(s) = 4\pi^2 L s'^2 \int\frac{dk}{k} f(kL) \int ds\, s \int ds' s' \left[(2F_0 - F_1 - F_1')J_1(ks)J_1(ks') + \frac{F_2}{2} J_2 J_2(\cdot)\right]$

$F_0 = 1 + \frac{1}{4}s'^2\left[\frac{1}{s^2}(1+6s^2+s^4) + \frac{1}{s'^2}(1+6s'^2+s'^4)\right]$, $F_2 = \frac{s'^2}{ss'}(1+s^2)(1+s'^2)$

$F_1 = \frac{1}{4}s'^2\frac{1}{s^2}(3+2s^2+3s^4)$, $F_1' = \frac{1}{4}s'^2\frac{1}{s'^2}(3+2s'^2+3s'^4)$

$2F_0 - F_1 - F_1' = 2 + \frac{1}{2}s'^2\left[\frac{1}{s^2} + 6 + s^2 + \frac{1}{s'^2} + 6 + s'^2\right] - \frac{1}{4}s'^2\left[\frac{3}{s^2} + 2 + 3s^2 + \frac{3}{s'^2} + 2 + 3s'^2\right] = 2 + s'^2\left[-\frac{1}{4}\frac{1}{s^2} - \frac{1}{4}\frac{1}{s'^2} + 5 - \frac{1}{4}s^2 - \frac{1}{4}s'^2\right]$

$W_m(s) = 4\pi^2 L s'^2 \int\frac{dk}{k} f \int ds\, s\, ds' s' \left[\left(2 + s'^2\left\{-\frac{1}{4}\left(\frac{1}{s^2}+s^2\right) - \frac{1}{4}\left(\frac{1}{s'^2}+s'^2\right) + 5\right\}\right) \times \right.$

$\left. \times J_1(ks)J_1(ks') + \frac{1}{2}\frac{s'^2}{ss'}(1+s^2)(1+s'^2) J_2(ks)J_2(ks')\right] = as'^2 + bs'^4$

$a = 8\pi^2 L \int\frac{dk}{k} f \int ds\, s\, ds' s' J_1(ks)J_1(\cdot) = 8\pi^2 L \int\frac{dk}{k} f \left[\int ds\, s J_1(ks)\right]^2$

$b = 4\pi^2 L \int\frac{dk}{k} f \int ds\, s\, ds' s' \left[\left\{-\frac{1}{4}\left(\frac{1}{s^2}+s^2\right) - \frac{1}{4}\left(s'^2 + \frac{1}{s'^2}\right) + 5\right\} J_1(ks)J_1(ks') + \right.$

$\left. + \frac{1}{2}\frac{1}{ss'}(1+s^2)(1+s'^2) J_2(ks)J_2(ks')\right] = 4\pi^2 L \int\frac{dk}{k} f \int ds\, s\, ds' s' \left\{-\frac{1}{4}\left(\frac{1}{s^2}+s^2\right) - \frac{1}{4}\left(\frac{1}{s'^2}+s'^2\right) + 5\right\} \times$

$\times J_1(ks)J_1(ks') + 2\pi^2 L \int\frac{dk}{k} f \left[\int ds (1+s^2) J_2(ks)\right]^2$

264/100 разложил $s = s'$, совп. со вторым членом при s^4 расчета 5-6/I 06г. 22/III 10г. было получено:

$\frac{1}{\sqrt{}} W_m(s) = \frac{8\pi s^2}{(1+s^2)^2} \int\frac{dk}{k} f \left[\left[\int ds\, s J_1(ks)\left\{1 + \frac{1}{8}\frac{s^2}{s^2}(10s^2 - 1 - s^4)\right\}\right]^2 + \right.$

$\left. + \frac{s^2}{8}\left[\int ds (1+s^2) J_2(ks)\right]^2\right]$, это также дает совпадение с J_2.

265/100 $\left[\int ds\, s J_1\left\{1 + \frac{1}{8}\frac{s^2}{s^2}(10s^2 - 1 - s^4)\right\}\right]^2 = \left[\int ds\, s J_1 + \frac{s^2}{8}\int ds\, s J_1\left(10 - \frac{1}{s^2} - s^2\right)\right]^2 =$

$= \left[\int ds\, s J_1\right]^2 + \frac{s^2}{4}\left[\int ds\, s J_1\right]\left[\int ds\, s J_1\left(10 - \frac{1}{s^2} + s^2\right)\right] = [\cdot]^2 + \frac{s^2}{4}[\cdot]\int ds\, s J_1\left[8 - \frac{(1-s^2)^2}{s^2}\right]$

– это совп. с 5-6/I 06г. Но у меня другая конструкция члена $J_1 J_1$, более симметричная. Так вышло из-за сим. $\operatorname{div}\vec{m}(\vec{s})\cdot\operatorname{div}\vec{m}(\vec{s}')$ расчета b отличие от 5/I 06г. и 22/III 10г.

$b = b_1 + b_2$, $b_1 = \pi^2 L \int\frac{dk}{k} f \int ds\, s\, ds' s' \left[20 - \left(\frac{1}{s^2}+s^2\right) - \left(\frac{1}{s'^2}+s'^2\right)\right] J_1(ks)J_1(ks')$

Escaneado con CamScanner

$b_2 = 2\pi^2 L \int \frac{dk}{k} f \left[\int ds\, s (1+s^2) J_2(ks) \right]^2$ — все Φ_k с b_2.

$b_1 = \pi^2 L \int \frac{dk}{k} f \left[20 \left(\int ds\, s J_1 \right)^2 - \int ds' s' J_1(\cdot) \int ds\, s J_1\left(\frac{1}{s^2}+s^2\right) - \int ds\, s J_1 \int ds' s' J_1(\cdot) \left(\frac{1}{s'^2}+s'^2\right) \right] =$ | после перестановки пределов $s \rightleftarrows s'$ | $=$

$= 2\pi^2 L \int \frac{dk}{k} f \left[10 \left(\int ds\, s J_1 \right)^2 - \left(\int ds\, s J_1 \right) \left(\int ds\, s J_1 \left(\frac{1}{s^2}+s^2\right) \right) \right] =$

$= 2\pi^2 L \int \frac{dk}{k} f \left[\int ds\, s J_1 \right] \left[\int ds\, s J_1 \left\{ 10 - \frac{1}{s^2} - s^2 \right\} \right]$ сводится к расчету $\frac{22}{III}$ 1от.

т.е. оба расчета 5-6/I 06 г. и 22/III 10 г. верные!, надо лишь в расчете 5-6/I 06 г. Заменить $s \to s' = \frac{s}{1+|s|^2}$, что перенормирует s^4-коэф.

$W_m(s') = a s'^2 + b s'^4$, $s'^2 = \frac{s^2}{(1+s^2)^2} = \frac{s^2}{1+2s^2} = s^2(1-2s^2) + O(s^6)$

отсюда $W_m(s) = a \frac{s^2}{(1+s^2)^2} + b \frac{s^4}{(1+s^2)^4} = a s^2 (1-2s^2) + b s^4 =$

$= a s^2 + (b-2a) s^4$. Если $W_m(s) = \frac{\alpha'}{2} s^2 + \frac{\beta'}{4} s^4$, то $\frac{\beta'}{\alpha'} \approx 4$, $\alpha' = 2a$, $\beta' = 4b$

$W_m(s) = \frac{\alpha}{2} s^2 + \frac{\beta}{4} s^4$ и $\left(\frac{\beta}{\alpha}\right)_s = \frac{4(b-2a)}{2a} = 4\left(\frac{b}{2a} - 1\right) = 4\left[\frac{\beta'}{4\alpha'} - 1\right] =$

$= \left[\frac{\beta'}{\alpha'} - 4\right] \approx 0$, т.к. $4\alpha\beta'/\alpha'$ в исх. разлож. по s, которое есть разл. пов. s'.

$W_m(s) = a s^2 + (b-2a) s^4$ имеет малый, завис. от $\left(\frac{L}{R}\right)$, коэф. к/ф s^4.

$W_{ex}(s) = \left(\frac{L_e}{R}\right)^2 \left[2 + \ln\frac{1}{e} - \ln(1+s^2) \right] = W_{ex}(0) - \left(\frac{L_e}{R}\right)^2 \ln(1+s^2) = W_{ex}(0) -$

$- \left(\frac{L_e}{R}\right)^2 \left[s^2 - \frac{1}{2} s^4 \right] = W_{ex}(0) - \left(\frac{L_e}{R}\right)^2 s^2 + \frac{1}{2}\left(\frac{L_e}{R}\right)^2 s^4$

$W_t(s) = W_m(s) + W_{ex}(s) = W_m(0) + a s^2 + (b-2a) s^4 + W_{ex}(0) - \left(\frac{L_e}{R}\right)^2 s^2 + \frac{1}{2}\left(\frac{L_e}{R}\right)^2 s^4 =$

$= W_t(0) + \left[a - \left(\frac{L_e}{R}\right)^2 \right] s^2 + \left[b - 2a + \frac{1}{2}\left(\frac{L_e}{R}\right)^2 \right] s^4$, где полож. вклад от exch.

$\Phi \to \frac{a}{V} = 8\pi \int \frac{dk}{k} \delta(kL) \left[\int ds\, s J_1(ks) \right]^2$, $b_1 = 2\pi \int \frac{dk}{k} f \left[\int ds\, s J_1 \right] \left[\int ds\, s J_1 \left\{ 10 - \frac{1}{s^2} - s^2 \right\} \right]$

$\left(V = \pi R^2 L = \pi L\right)$

$b_2 = 2\pi \int \frac{dk}{k} \delta(kL) \left[\int ds\, (1+s^2) J_2(ks) \right]^2$, $J_1 \to J_1(ks)$, $b = b_1 + b_2$.

$(b-2a) = b_1 - 2a + b_2 = \pi \int \frac{dk}{k} f \int ds\, s\, ds' s' \left[20 - \left(\frac{1}{s^2}+s^2\right) - \left(\frac{1}{s'^2}+s'^2\right) \right] J_1 J_1(\cdot) -$

$- 2a + b_2 = \pi \int \frac{dk}{k} f \int ds\, s\, ds' s' \left[16 - \left(\frac{1}{s} - s\right)^2 - \left(\frac{1}{s'} - s'\right)^2 \right] J_1 J_1(\cdot) -$

$- \cancel{2\pi} \int \frac{dk}{k} \delta \left[\int ds\, s J_1 \right]^2 + b_2 = 2\pi \int \frac{dk}{k} f \left[\int ds\, (1+s^2) J_2 \right]^2 - \pi \int \frac{dk}{k} f \int ds\, s\, ds' s' \times$

$\times \left[\left(\frac{1}{s} - s\right)^2 + \left(\frac{1}{s'} - s'\right)^2 \right] J_1(ks) J_1(ks') = b - 2a.$

$b = b_1 + b_2 = \pi \int \frac{dk}{k} f \left[\int ds\, s\, ds' s' \left\{ 20 - \left(\frac{1}{s^2}+s^2\right) - \left(\frac{1}{s'^2}+s'^2\right) \right\} \right] J_1 J_1(\cdot) +$

$+ 2\pi \int \frac{dk}{k} f \left[\int ds\, (1+s^2) J_2 \right]^2$

Non-lin Vortex TM

$\omega_0 = \gamma M_s a(\beta, R)$.

Вывод: S-6/I в поправ. к/ффициенте $W_m(s) \sim \frac{\beta}{4} s^4$, только вместо s должно быть $s' = s/(1+|s|^2)$. Возможно, что $G_2(s)$, $D(s)$ тоже выражаются через s'. Если $W_m(s)$ через s, то β — мало.

20/IV Сл. и О. в Diarrhea Carso Cars" Ремонт ремня и «Carrefour».

Численный расчет non-lin. coefficient $(b-2a)$ в $W_m(s)$ < Oxc. Mathem. (не помню)

Ауст. расчет $(b-2a)$ в $W_m(s)$ By MathCad: non-lin. coefficient сильно зависит от R, т.е при малых $R \lesssim 200$ нм. При $R \gg L_e$, $N \approx 0.2$ и надеюсь β $\omega_N(s) = \omega_0 [1 + N s^2]$. $N > 0$ и сущ. расчет при $a(\beta, R) \to 0$, $\omega_c \to 0$.

Escaneado con CamScanner

(21/IX) Написал Word file о $W_N(s)$ - дзета-ряды и послал его Славику Iraila. Самолёт предложил уточнить в next call Magagnat в Jan. 2013.

(22/IX) С А.Ю. А.В Decathlon: купили А. дзюдо костюм и снаряжение для него

25

К расчету V. damping т. ин Римана + Гриша и интегралы по контуру (Метлов) как и Wex не применимы т.к. $\frac{\partial \vec{w}}{\partial x_\alpha}$ - производные по параметру (x,y) - Nonlin. Vortex damping

$D_{\alpha\beta} \sim \int dV \frac{\partial \vec{w}}{\partial x_\alpha} \cdot \frac{\partial \vec{w}}{\partial x_\beta}$ (dy dx, а $\partial \vec{w}/\partial x_\alpha$ - производные по параметру (x,y) - Vortex Coordinates. См. 11-В/XII 097. и 8/IV 122.

Разбился с Окс. $W_{II}(s, \vec{\Pi}(\vec{r}_{kp})) = a_+ s_x^2 + b s_y^2 + c s_x s_y$ для задач dolonb

V. Damping tensor $D_{\alpha\beta}(\vec{s}) \sim \int d^2\vec{s} \frac{\partial \vec{w}}{\partial s_\alpha} \cdot \frac{\partial \vec{w}}{\partial s_\beta}$, $s = \frac{1}{R}(X+iY)$

$\frac{\partial \vec{w}}{\partial s} \cdot \frac{\partial \vec{w}}{\partial \bar{s}} = \frac{2}{(1+w\bar{w})^2}\left[\frac{\partial w}{\partial s}\frac{\partial \bar{w}}{\partial \bar{s}} + \frac{\partial w}{\partial \bar{s}}\frac{\partial \bar{w}}{\partial s}\right]$, $f(z) = \frac{i}{c}\mathbb{C}\left[z - s' - \bar{s}' z^2\right]$, $s' = \frac{s}{1+|s|^2}$

- pole free model. $Tr(\hat{D}) = \sum D_{\alpha\alpha} \sim \int d^2\vec{s} \frac{\partial \vec{w}}{\partial s} \cdot \frac{\partial \vec{w}}{\partial \bar{s}}$.

a) Pole core $w = \tg\frac{\theta}{2} e^{i\varphi} = e^{i\varphi}$, $\frac{\partial w}{\partial s} = i\frac{\partial \varphi}{\partial s} e^{i\varphi}$, $\frac{\partial w}{\partial \bar{s}} = i\frac{\partial \varphi}{\partial \bar{s}} e^{i\varphi}$, $\frac{\partial}{\partial s} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial}{\partial s_x} - i\frac{\partial}{\partial s_y}\right)$

$\bar{w} = e^{-i\varphi}$, $\frac{\partial \bar{w}}{\partial s} = -i\frac{\partial \varphi}{\partial s} e^{-i\varphi}$, $\frac{\partial \bar{w}}{\partial \bar{s}} = -i\frac{\partial \varphi}{\partial \bar{s}} e^{-i\varphi}$

$\frac{\partial \vec{w}}{\partial s} \cdot \frac{\partial \vec{w}}{\partial \bar{s}} = \frac{1}{2}\left[i\frac{\partial \varphi}{\partial s} e^{i\varphi}(-i)\frac{\partial \varphi}{\partial \bar{s}} e^{-i\varphi} + i\frac{\partial \varphi}{\partial \bar{s}} e^{i\varphi}(-i)\frac{\partial \varphi}{\partial s} e^{-i\varphi}\right] = \frac{\partial \varphi}{\partial s}\frac{\partial \varphi}{\partial \bar{s}}$.

$\varphi = \Im m(\ln f) = \frac{1}{2i}\left[\ln f - \ln \bar{f}\right] = \frac{1}{2i}\ln\frac{f}{\bar{f}}$, $\frac{\partial \varphi}{\partial s} = \frac{1}{2i}\left[\frac{1}{f}\frac{\partial f}{\partial s} - \frac{1}{\bar{f}}\frac{\partial \bar{f}}{\partial s}\right] = -\frac{i}{2}\frac{1}{|f|^2}\left[\bar{f}\frac{\partial f}{\partial s} - f\frac{\partial \bar{f}}{\partial s}\right]$

$\frac{\partial \varphi}{\partial \bar{s}} = -\frac{i}{2}\frac{1}{|f|^2}\left[\bar{f}\frac{\partial f}{\partial \bar{s}} - f\frac{\partial \bar{f}}{\partial \bar{s}}\right]$, $\frac{\partial \varphi}{\partial s}\cdot\frac{\partial \varphi}{\partial \bar{s}} = -\frac{1}{4}\frac{1}{|f|^4}\left[\bar{f}\frac{\partial f}{\partial s} - f\frac{\partial \bar{f}}{\partial s}\right]\left[\bar{f}\frac{\partial f}{\partial \bar{s}} - f\frac{\partial \bar{f}}{\partial \bar{s}}\right] =$

$= -\frac{1}{4}\frac{1}{|f|^4}\left[\bar{f}^2\frac{\partial f}{\partial s}\frac{\partial f}{\partial \bar{s}} - |f|^2\frac{\partial f}{\partial s}\frac{\partial \bar{f}}{\partial \bar{s}} - |f|^2\frac{\partial \bar{f}}{\partial s}\frac{\partial f}{\partial \bar{s}} + f^2\frac{\partial \bar{f}}{\partial s}\frac{\partial \bar{f}}{\partial \bar{s}}\right]$ или $w = \frac{f}{|f|}$ true core

и $\frac{\partial \vec{w}}{\partial s}\cdot\frac{\partial \vec{w}}{\partial \bar{s}} = \frac{1}{2}\left[\frac{\partial}{\partial s}\left(\frac{f}{|f|}\right)\frac{\partial}{\partial \bar{s}}\left(\frac{\bar{f}}{|f|}\right) + \frac{\partial}{\partial \bar{s}}\left(\frac{f}{|f|}\right)\frac{\partial}{\partial s}\left(\frac{\bar{f}}{|f|}\right)\right]$, см. 8/III.

$f(z) = -i\frac{\mathbb{C}}{c}\frac{(z-s)(\bar{s}z-1)}{1+|s|^2}$, $\ln f = \ln\left(-i\frac{\mathbb{C}}{c}\right) - \ln(1+|s|^2) + \ln(z-s) + \ln(\bar{s}z-1)$

$\frac{\partial \ln f}{\partial s} = -\frac{\bar{s}}{1+|s|^2} - \frac{1}{(z-s)}$, $\frac{\partial \ln f}{\partial \bar{s}} = -\frac{s}{1+|s|^2} + \frac{1\cdot z}{(\bar{s}z-1)}$, $\bar{f} = i\frac{\mathbb{C}}{c}\frac{(\bar{z}-\bar{s})(s\bar{z}-1)}{1+|s|^2}$

$\ln\bar{f} = \ln\left(i\frac{\mathbb{C}}{c}\right) - \ln(1+|s|^2) + \ln(\bar{z}-\bar{s}) + \ln(s\bar{z}-1)$

$\frac{\partial \ln\bar{f}}{\partial \bar{s}} = -\frac{1\cdot s}{1+|s|^2} + \frac{1}{(\bar{z}-\bar{s})}(-1)$. $\frac{\partial \varphi}{\partial \bar{s}} = -\frac{i}{2}\left[\frac{\partial \ln f}{\partial \bar{s}} - \frac{\partial \ln\bar{f}}{\partial \bar{s}}\right] = -\frac{i}{2}\left[-\frac{s}{1+|s|^2} + \frac{z}{(\bar{s}z-1)} + \right.$

$\left. + \frac{s}{1+|s|^2} + \frac{1}{(\bar{z}-\bar{s})}\right] = -\frac{i}{2}\left[\frac{z}{(\bar{s}z-1)} + \frac{1}{(\bar{z}-\bar{s})}\right] = -\frac{i}{2}\frac{z(\bar{z}-\bar{s}) + (\bar{s}z-1)}{(\bar{s}z-1)(\bar{z}-\bar{s})} = -\frac{i}{2}\frac{(s^2-1)}{(\bar{z}-\bar{s})(\bar{s}z-1)}$

$\frac{\partial \varphi}{\partial s} = -\frac{i}{2}\frac{(1-s^2)}{(z-s)(s\bar{z}-1)}$. $\frac{\partial \varphi}{\partial \bar{s}}\frac{\partial \varphi}{\partial s} = \frac{1}{4}\frac{(1-s^2)^2}{(z-s)(\bar{z}-\bar{s})(\bar{s}z-1)(s\bar{z}-1)} = \frac{1}{4}\frac{(1-s^2)^2}{|z-s|^2|\bar{s}z-1|^2}$

→ Поэтому $Tr(\hat{D}) = D_{xx} + D_{yy} \sim \frac{1}{4}\int d^2\vec{s}\frac{(1-s^2)^2}{|z-s|^2|\bar{s}z-1|^2}$, (true core) (true core) однако такой $\int d^2\vec{s}$ брался в 8/IV.

b) Внутри core $|s|^2 \le 1$, $w = f$

$\frac{\partial \vec{w}}{\partial s}\cdot\frac{\partial \vec{w}}{\partial \bar{s}} = \frac{2}{(1+f\bar{f})^2}\left[\frac{\partial f}{\partial s}\frac{\partial \bar{f}}{\partial \bar{s}} + \frac{\partial f}{\partial \bar{s}}\frac{\partial \bar{f}}{\partial s}\right] = \frac{2}{(1+f\bar{f})^2}\frac{1}{c^2}\left[\frac{(1+s^4)(1+|s|^4) - 2s^2\bar{s}^2 e^{i2\varphi} - 2\bar{s}^2 e^{-i2\varphi}}{(1+|s|^2)^2}\right]$

Члены с $s^2 e^{i2\varphi}$ исчезают при $\int d\varphi(\dots)$, т.к. с полн. до s^0, core $|\beta| = c$ - к/мгр и $|f| = g/c$

$\int d^2\vec{s}\frac{\partial \vec{w}}{\partial s}\cdot\frac{\partial \vec{w}}{\partial \bar{s}} = \frac{2}{c^2}\frac{(1+|s|^4)}{(1+|s|^2)^2}\int_{(core)} d^2\vec{s}\frac{(1+s^4)}{[1+f\bar{f}]^2}$ - надо вычисл. с полн. до s^2.

$f\bar{f} = \frac{1}{c^2}\frac{1}{(1+|s|^2)^2}|z-s|^2|\bar{s}z-1|^2$, $Tr(\hat{D}) \sim \frac{2}{c^2}\frac{1}{(1+|s|^2)^2}\int_{|f|\le 1} d^2\vec{s}\frac{(1+s^4)}{[1+f\bar{f}]^2}$

(!) Note. $W_m(s)$, $G_z(s)$, $D(s)$ содержат множ. $\frac{1}{[1+|s|^2]^2}$, которые в УД $\vec{G}\times\vec{x} - \partial\vec{w}/\partial\vec{x} + D\dot{\vec{x}} = 0$ можно сократить и перенормировать

Escaneado con CamScanner

Escaneado con CamScanner

Miércoles · AsteaZkena

$\chi(s) = A s^2 + B s^4$ после аккурат. $\frac{1}{[1+|s|^2]^2}$, $2B/A \approx 4$ и $W_m(s) = As^2 + (B-2A)s^4$

Ср: PRB'10 и Gusi J.Ph.'11 Верно. $W_m(s)$, до s^4, то

но если грубо-плавно разлат.

$D_{\alpha\beta} \sim \int d^2\vec{s}\, \frac{\partial \vec{m}}{\partial s_\alpha} \cdot \frac{\partial \vec{m}}{\partial s_\beta} = \int d^2\vec{s} \left[\frac{\partial \theta}{\partial s_\alpha}\frac{\partial \theta}{\partial s_\beta} + \sin^2\theta \frac{\partial \varphi}{\partial s_\alpha}\frac{\partial \varphi}{\partial s_\beta} \right]$, будет ли $D_{xy}=0$?

Miércoles · AsteaZkena

$\frac{\partial \varphi}{\partial s_x}\frac{\partial \varphi}{\partial s_y} = \left(\frac{\partial \varphi}{\partial s} + \frac{\partial \varphi}{\partial \bar{s}}\right) i \left(\frac{\partial \varphi}{\partial s} - \frac{\partial \varphi}{\partial \bar{s}}\right) = i\left[\left(\frac{\partial \varphi}{\partial s}\right)^2 - \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \bar{s}}\right)^2\right] =$

$= i\left[\frac{(-1)}{4} \frac{(1-s^2)^2}{(z-s)^2(s\bar{z}-1)^2} - \frac{(-1)}{4} \frac{(1-s^2)^2}{(\bar{z}-\bar{s})^2(\bar{s}z-1)^2} \right] = -\frac{i}{4} \frac{(1-s^2)^2}{|z-s|^4|sz-1|^4} \left[(\bar{z}-\bar{s})^2(\bar{s}z-1)^2 - (z-s)^2(s\bar{z}-1)^2 \right] =$

$= -(\cdot)\left[(\bar{z}^2 + s^2 - 2\bar{z}\bar{s})(\bar{s}^2 z^2 + 1 - 2\bar{s}z) - (z^2 + s^2 - 2sz)(s^2\bar{z}^2 + 1 - 2s\bar{z}) \right] =$

$= -(\cdot)\left[\bar{s}^2|z|^4 + \bar{z}^2 - 2\bar{s}|z|^2\bar{z} + \bar{s}^2 - 2\bar{z}\bar{s} + 4\bar{s}^2|z|^2 - s^2|z|^4 - z^2 + 2s|z|^2 z - s^2 + 2sz - 4s^2|z|^2 \right] + O(s^3) = -(\cdot)\left[(\bar{s}^2 - s^2)s^4 + \bar{z}^2 - z^2 - 2s^2(\bar{s}\bar{z} - sz) + \bar{s}^2 - s^2 + 2(sz - \bar{s}\bar{z}) + 4s^2(\bar{s}^2 - s^2) \right] = -(\cdot)\left[(\bar{s}^2 - s^2)(s^4 + 1 + 4s^2) + \bar{z}^2 - z^2 + 2(sz - \bar{s}\bar{z})(1+s^2) \right] =$

$= -(\cdot)\left[(\bar{s}^2 - s^2)(1 + 4s^2 + s^4) - 2is^2 \sin 2\varphi + 2 \cdot 2i|s|s \sin(\varphi + \varphi_s) \right]$

$\frac{\partial \varphi}{\partial s_x}\frac{\partial \varphi}{\partial s_y} = -\frac{i}{4}\frac{(1-s^2)^2}{|z-s|^4|sz-1|^4}(-2i)\left[|s|^2 \sin 2\varphi_s (1 + 4s^2 + s^4) + s^2 \sin 2\varphi - 2|s|s \sin(\varphi + \varphi_s) \right]$

Очевидно, если $s=0$, $D_{xy}(0) \sim \int d^2\vec{s}\, \frac{\partial \varphi}{\partial s_x}\frac{\partial \varphi}{\partial s_y} \sim \int d^2s\, F(s) \sin 2\varphi = 0$.

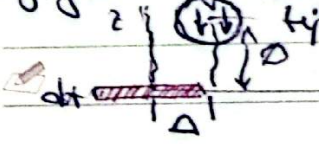
Если $\varphi_s = 0$, s - вещ. $\frac{\partial \varphi}{\partial s_x}\frac{\partial \varphi}{\partial s_y} = -\frac{1}{2}\frac{(1-s^2)^2 s}{|z-s|^4|sz-1|^4}\left[s\sin 2\varphi + s(1+s^2)\sin\varphi \right]$ и $\int d^2\vec{s}\, \frac{\partial \varphi}{\partial s_x}\frac{\partial \varphi}{\partial s_y}$ вполне может $\neq 0$. В силу симметрии $D_{xy} \sim |s|^2$.

$D_{\alpha\beta}(s) = D(0)\delta_{\alpha\beta} + D' |s|^2$ — видимо так. Нет, см. 27/IV, $D_{xy} \sim \sin 2\varphi_s$.

de Loubens - $W_z(\Delta)$

Задача G. de Loubens, TM in non-uniform mag. field of the tip.

$W_z = -\int dV \left[m_x H_x + m_y H_y + m_z H_z \right]$



Tip сферическая (M_0), uniformly magnetized, на расстоянии D от dot (D между центрами сферы tip и центром cylindrical dot). Tip движется на Δ вдоль x. xyz - цилиндрическая в cyl. dot.

Uniform. magn. sphere $\equiv$ point dipole с моментом $\mu = M_0 V$, $V = \frac{4\pi}{3}a^3$, a - радиус сферы.

Stray field tip: $H_x = 3\mu \frac{(z+D)(x+\Delta)}{[\,\cdot\,]^{5/2}}$, $H_y = 3\mu \frac{(z+D)y}{[\,\cdot\,]^{5/2}}$, $H_z = \frac{\mu}{[\,\cdot\,]^{5/2}}\left[(x+\Delta)^2 + y^2 - 2(z+D)^2 \right]$

$[\,\cdot\,]^{5/2} = \left[(x+\Delta)^2 + y^2 + (z+D)^2 \right]^{5/2}$

расст. зависимость $W_c = -\int_{(v.core)} dV\, m_z H_z$, даст ли он вклад в расходимость W_c?

$\frac{\partial^2 W_c}{\partial s^2} = -\int_{(core)} dV\, H_z \frac{\partial^2 m_z}{\partial s^2}$, $\vec{m}$ берем такой в rigid v. model.

269/96

$f(z) = i\frac{c}{c}(z - s)$. В core $m_z = \frac{1 - w\bar{w}}{1 + w\bar{w}} = \frac{1 - f\bar{f}}{1 + f\bar{f}}$. $\bar{f} = -i\frac{c}{c}(\bar{z} - \bar{s})$

$\frac{\partial m_z}{\partial s} = \frac{-\bar{f}\frac{\partial f}{\partial s}(1 + f\bar{f}) - (1 - f\bar{f})\bar{f}\frac{\partial f}{\partial s}}{(1 + f\bar{f})^2} = \frac{1}{(\cdot)^2}\left[-2\bar{f}\frac{\partial f}{\partial s} \right] = -\frac{2\bar{f}}{(1 + f\bar{f})^2}\frac{\partial f}{\partial s}$

$\frac{\partial^2 m_z}{\partial s^2} = (-2\bar{f})\frac{1}{(1 + f\bar{f})^4}\left[\frac{\partial^2 f}{\partial s^2}(1 + f\bar{f})^2 - \frac{\partial f}{\partial s} 2(1 + f\bar{f})\bar{f}\frac{\partial f}{\partial s} \right] =$

$= \frac{4\bar{f}^2}{(1 + f\bar{f})^3}\left(\frac{\partial f}{\partial s}\right)^2$, $\frac{\partial f}{\partial s} = i\frac{c}{c}(-1)$. $\left(\frac{\partial f}{\partial s}\right)^2 = (-1)\frac{1}{c^2}$. (при $\frac{\partial^2 f}{\partial s^2} = 0$ 2.V. model)

Iraila · Septiembre
27
Ostirala · Jueves

$\frac{\partial^2 W_c}{\partial s^2} = (-1)\int dV\, H_2 \frac{4f^2}{(1+ff)^3}(-1)\frac{1}{c^2} = \frac{4}{c^2}\int dV\, H_2 \frac{f^2}{(1+ff)^3}\Big|_{s=0}$ (core)

$f^2 = (-i)^2 \frac{1}{c^2}(\bar z - s)^2$, $\quad \frac{\partial^2 W_c}{\partial s^2} = -\frac{1}{c^2}\bar z^2$

$= +\frac{4\mu}{c^4}\int_0^c d\rho\,\rho \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-\beta_2}^{\beta_2} dz \frac{[(\gamma+\Delta)^2 + y^2 - 2(z+D)^2]}{[(\gamma+\Delta)^2 + y^2 + (z+D)^2]^{5/2}} \frac{\rho^2 e^{i2\varphi}}{\left[1+\frac{\rho^2}{c^2}\right]^3}$

$= \frac{4\mu}{c^4}\int_0^c d\rho\,\rho\int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-\beta_2}^{\beta_2} dz \frac{[\rho^2 + 2\Delta\rho\cos\varphi + \Delta^2 - 2(z+D)^2]}{[\rho^2 + 2\Delta\rho\cos\varphi + \Delta^2 + (z+D)^2]^{5/2}} \frac{\rho^2\cos 2\varphi}{\left[1+\frac{\rho^2}{c^2}\right]^3}$

$\frac{[\cdot]}{[\cdot]^{3/2}} = \frac{1}{[\rho^2 + 2\Delta\rho\cos\varphi + \Delta^2 + (z+D)^2]^{3/2}} - \frac{3(z+D)^2}{[\dots]^{5/2}}$.

$\rho \le c$, $\rho \ll D$, $|z| \le L/2$. Def. $\rho^2 + \Delta^2 + (z+D)^2 \equiv \lambda^2$, $\Delta\rho \ll \lambda^2$.

$\frac{1}{[\rho^2 + 2\Delta\rho + \dots]^{3/2}} = \frac{1}{[\lambda^2 + 2\Delta\rho\cos\varphi]^{3/2}} = \frac{1}{\lambda^3}\frac{1}{\left[1+2\frac{\Delta\rho}{\lambda^2}\cos\varphi\right]^{3/2}} = \frac{1}{\lambda^3}\left[1 - 3\frac{\Delta\rho}{\lambda^2}\cos\varphi + \dots\right]$

$\frac{1}{[\lambda^2 + 2\Delta\rho\cos\varphi]^{5/2}} = \frac{1}{\lambda^5}\left[1 - 5\frac{\Delta\rho}{\lambda^2}\cos\varphi + \dots\right]$

$\frac{[\cdot]}{[\cdot]^{5/2}} = \frac{1}{\lambda^3}\left[1 - 3\frac{\Delta\rho}{\lambda^2}\cos\varphi\right] - \frac{3(z+D)^2}{\lambda^5}\left[1 - 5\frac{\Delta\rho}{\lambda^2}\cos\varphi\right]$

$\frac{\partial^2 W_c}{\partial s^2} = \frac{4\mu}{c^4}\int_0^c d\rho\,\rho\int_0^{2\pi} d\varphi\int dz \frac{1}{\lambda^3}\left[1 - \frac{3(z+D)^2}{\lambda^2} - 3\frac{\Delta\rho}{\lambda^2}\cos\varphi\left(1 - 5\frac{(z+D)^2}{\lambda^2}\right)\right]\frac{\rho^2\cos 2\varphi}{\left[1+\frac{\rho^2}{c^2}\right]^3} =$

вклад = 0 из-за $\int d\varphi(\cdot)$

$= -12\frac{\mu}{c^4}\int_0^c d\rho\,\rho\int d\varphi\int dz \frac{\Delta\rho}{\lambda^5}\left[1 - 5\frac{(z+D)^2}{\lambda^2}\right]\frac{\rho^2\cos\varphi\cos 2\varphi}{\left[1+\frac{\rho^2}{c^2}\right]^3}$

ρ^2 из λ^2 можно выбросить. $\rho/c = t$.

$\frac{\partial^2 W_c}{\partial s^2} = -12\mu c\Delta\int_0^1 dt\, t^2\int_0^{2\pi} d\varphi\int dz \frac{1}{\lambda^5}\left[1 - 5\frac{(z+D)^2}{\lambda^2}\right]\frac{t^2}{(1+t^2)^3}\cos\varphi\cos 2\varphi = 0$ из-за $\int d\varphi$

Надо удерживать член $\sim \left(\frac{\Delta\rho}{\lambda^2}\right)^2\cos^2\varphi \sim \rho^2$, а он дает $\frac{\partial^2 W_c}{\partial s^2} \sim c^2 \ll 1$.

Вывод: V. Core член $W_c = -\int_{(core)} dV\, m_2 H_2$ дает пренебрежимо малый вклад в V. Core

(24/IX) E-mails to Ainhoa, Тарановскому, Самарцам (Mega-grant), Погорелов.

// Проверить, что ур. Thiele сохран. свой вид если $G_2(s)$, $\frac{\partial W}{\partial s}$, $D(s)$, F_s нечетные. Видимо, non-lin. coefficients зависят от способа разложения по $s' = \frac{s}{(1+|s|^2)} = \frac{1}{2}a$ (тогда $\frac{1}{1+|s|^2}$ во всех $G_2(s), W_m(s)\dots$ можно сократить и все $W_m(s)$ с $\beta/\chi = 4$ верно) или по s (это подходит для одного вклада в eq. Thiele)

См. March - April 2010 for discussion.

Non-lin. damping: $\mathrm{Tr}(\hat D) \sim \sum_\alpha \int d^2\vec s \left(\frac{\partial \vec m}{\partial s_\alpha}\right)^2 = 4\int_{(one\ core)} d^2\vec s \left|\frac{\partial \Phi}{\partial s}\right|^2 = J_p(s)$, $\S$ IV.

$J_p(s) = \int_{|s|\ge 1} \frac{d^2\vec s\,(1-s^2)^2}{|z-s|^2\,|\bar s z - 1|^2} \approx$ | см. 8/12 | $= -2\pi\left[\frac{3}{4} + \ln c\right] - \frac{5}{3}\pi s^2$ (one core)

↑ проверить числ. в MathCad.

$f(z) = i\frac{c}{c}\left[z - \frac{(s+\bar s z^2)}{1+s\bar s}\right]$, $f(z) = -i\frac{c}{c}\frac{1}{1+|s|^2}(z-s)(\bar s z - 1)$. $+O(s^3)$

Для $s = s_x$ $\quad c^2|f|^2 = \rho^2 - \rho(1+\rho^2)\frac{2\cos\varphi}{1+s^2}s + \frac{s^2}{(1+s^2)^2}\left[1 + 2\rho^2\cos 2\varphi + \rho^4\right]$, 14/5 отл.

270/95

$c^2|f(z)|^2(1+s\bar s)^2 = |z-s|^2\,|\bar s z - 1|^2$

$J_p(s) = \frac{1}{c^2(1+s\bar s)^2}\int_{|f|\ge 1} d^2\vec\rho\,\frac{(1-\rho^2)^2}{|f(z)|^2}$, $\quad c^2|f|^2 = F(\rho,\varphi)$, $|f| \ge 1$, $F(\rho,\varphi) \ge c^2$.

MathCad file „Non_lin_Vortex_damp.mcd". Разложение $J_p(s) = J_p(0) - \frac{5}{3}\pi s^2$ не подтверждается. $[J_p(s) - J_p(0)]/s^2$ | ∪ | s авт. слайд $f(s)$ at 14.7 go -15.2

Видимо все-таки член $s^2\ln s$. Но если подгонять на $s \in [0, 0.5]$ получается член s^2, т.о. $J_p(s) = J_p(0) - 4.82\cdot\pi s^2$ с ошибкой $\le 2\%$.

39 Aste · Semana

Escaneado con CamScanner

Escaneado con CamScanner

< уравн. S до 0.8 . $J_p(s)$ падает быстрее чем $-4.82\cdot\pi s^2$.

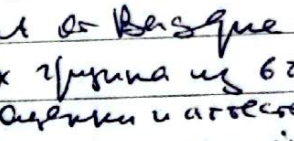
Другие v. core : $Tr(\hat D) \sim \int d^2\vec\rho \left[\left(\frac{\partial \vec m}{\partial s_x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \vec m}{\partial s_y}\right)^2\right] = 4\int d^2\vec\rho \frac{\partial \vec m}{\partial s}\cdot\frac{\partial \vec m}{\partial s} =$

$= 8\int d^2\vec\rho \left[\frac{\partial f}{\partial s}\frac{\partial \bar f}{\partial \bar s} + \frac{\partial \bar f}{\partial s}\frac{\partial f}{\partial \bar s}\right] d\sigma^2\vec\rho$, $[\dots] = \frac{1}{c^2}\frac{1}{(1+|s|^2)^2}\left[(1+\rho^4)(1+|s|^4) - 2\bar s^2\rho^2 e^{i2\varphi} - 2s^2\rho^2 e^{-i2\varphi}\right]$

$Tr(\hat D) \sim 8\int d^2\vec\rho \frac{1}{c^2(1+|s|^2)^2}\frac{\left[(1+\rho^4)(1+s^4) - 4s^2\rho^2\cos 2\varphi\right]}{\left[1+s\bar f\right]^2}$, $c^2 f\bar f = F(\rho,\varphi)$

$Tr(\hat D) \sim \frac{8}{c^2}\frac{1}{(1+s^2)^2}\int d^2\vec\rho \frac{\left[(1+\rho^4)(1+s^4) - 4s^2\rho^2\cos 2\varphi\right]}{\left[1+\frac{1}{c^2}F(\rho,\varphi)\right]^2} = J_c(s)$, $J_c(0) = 4\pi$

Интересно, что $|f|\le 1$ — $J_c(s)$ быстро $\to 0$ к росту s и это неверно и было из-за предела $\int_0^1 d\rho$. Если писать $\int_0^1 d\rho\,\Theta[1-|f|^2]$, то v. core выбирается для ист. автоматически и $J_c(s)$ совсем другой (core). $J_c(s) \approx 4\pi + 8\pi s^2$ работает хорошо вплоть до $s=0.4$. Даже при $s=0.5$ ошибка < 5% (MathCad).



(5/IX) Видел в John Phillips, имена: A. : 1) exempt от Basque lang. все свои undergr application на этот год, у них группа из 6 чел. такие как Anton. Но в след. году A. будет пытать оценки и аттестоваться на Basque l. 2) как помощь - school stipend только если low income < прим. величина (проверить). site

Comp. windows не Zanuyek. Arantxa Сообщила об incident.

Видел core $D_{xx} = D_{yy} = \frac{1}{2}Tr(\hat D) = 2\pi + 4\pi s^2$, совп. с 8/IV. (если $Tr\hat D = J_c(s)$)

Вне core $Tr(\hat D) \sim J_p(s)$. Учитывая расчет для ($c=0.1$) $J_p(s) = J_p(0) - \frac{9}{2}\pi s^2$.

$Tr(\hat D) = D_{xx} + D_{yy} = \left(-\frac{dM_s L}{\gamma}\right) 4\int d^2\vec\rho \frac{\partial \vec m}{\partial s}\frac{\partial \vec m}{\partial \bar s}$.

$D_{xx} = D_{yy} = \frac{1}{2}\left[\underset{\text{core}}{Tr(\hat D)} + \underset{\text{вне core}}{Tr(\hat D)}\right] = (\cdot)\frac{1}{2}\left[J_c(s) + J_p(s)\right] =$

$= \left(-\frac{dM_s L}{\gamma}\right)\frac{1}{2}\left[4\pi + 8\pi s^2 - 2\pi\left(\ln c + \frac{3}{4}\right) - \frac{9}{2}\pi s^2\right] = \left(-\frac{dM_s L}{\gamma}\right) 2\pi \times$

$\times\left[1 + 2s^2 - \frac{1}{2}\left(\ln c + \frac{3}{4}\right) - \frac{9}{2}\frac{1}{4}s^2\right] = 2\pi\left(-\frac{dM_s L}{\gamma}\right)\left[\frac{5}{8} + \frac{1}{2}\ln\frac{1}{c} + \frac{7}{8}s^2\right]$

$d(s) = -\frac{D_{xx}}{|G|} = 2\pi\frac{dM_s L\cdot\gamma}{\gamma\cdot 2\pi M_s L}\left[\frac{5}{8} + \frac{1}{2}\ln\frac{1}{c} + \frac{7}{8}s^2\right] = d\left[\frac{5}{8} + \frac{1}{2}\ln\frac{1}{c} + \frac{7}{8}s^2\right]$

$d(s) = d_0 + d_1 s^2$, $d_0 = d\left(\frac{5}{8} + \frac{1}{2}\ln\frac{1}{c}\right)$, $d_1 = d\frac{7}{8}$. Non-lin. damping

d_1 - нелин. coefficient почти в 2 раза меньше, чем $d_1 = d\frac{19}{12}$ от 8/IV. $c=0.1$ см. 15/I 2014

$d(s) \sim s^2$ нелинейность и/или ближняя, $d(s)$ зависит сложнее.

Записал и послал to Slavin file по Nonlinear vortex damping, и рассуждения о $s'^2 = s^2/(1+s^2)$ и s^2 - разложение вклада в eq. Thiele Осталось найти $D_{xy}(s)$.

Larunbata · Sábado Domingo · Igandea

Updated Ikerbasque site : Conf. 2009. подготовил и отправил разницу на paper Lin-Vortex, Phys. St. Sol. (B). 272 p3 273 92

Объяснил Oxe. non-lin. Thiele eq. motion и далее описал $G_2(w,\bar w)$ и $G_2(s)$. Она $G_2(w\bar w) = Q(w\bar w)$ форму из Kosevich'go также неквадр. Oxe. нерассказана - показана лекции Magn. School : no metamaterials, Grundler и Ebels.

(26/IV) Ур-е Thiele из LLG. Проверка нелин. членов.

$\frac{1}{\gamma}\frac{d\vec m}{dt} = \vec m\times\left[-\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \vec m} - d\dot{\vec m}\right]$, описывает только $\vec m(\vec r,t) = \vec m[\vec r, \vec X(t)]$ и учит. $\frac{\partial \vec m}{\partial X_\perp}$

Escaneado con CamScanner

1

Astelehena Martes

$\gamma=1$. $-\frac{\partial\vec m}{\partial X_\alpha}\times\frac{d\vec m}{dt}=\frac{\partial\vec m}{\partial X_\alpha}\times\vec m\times\left[-\frac{\partial\mathcal{H}}{\partial\vec m}-\alpha\dot{\vec m}\right]=-\vec m\left[\frac{\partial\vec m}{\partial X_\alpha}\cdot\frac{\partial\mathcal{H}}{\partial\vec m}+\alpha\frac{\partial\vec m}{\partial X_\alpha}\cdot\frac{d\vec m}{dt}\right]+$

$+\left[\frac{\partial\mathcal{H}}{\partial\vec m}+\alpha\dot{\vec m}\right]\left[\vec m\cdot\frac{\partial\vec m}{\partial X_\alpha}\right]=-\vec m\left[\frac{\partial\mathcal{H}}{\partial X_\alpha}+\alpha\frac{\partial\vec m}{\partial X_\alpha}\cdot\frac{d\vec m}{dt}\right]$, $\frac{d\vec m}{dt}=\frac{\partial\vec m}{\partial X_\beta}\cdot\frac{dX_\beta}{dt}$

$\frac{\partial\vec m}{\partial X_\alpha}\times\frac{\partial\vec m}{\partial X_\beta}\dot X_\beta=\vec m\left[\frac{\partial\mathcal{H}}{\partial X_\alpha}+\alpha\frac{\partial\vec m}{\partial X_\alpha}\cdot\frac{\partial\vec m}{\partial X_\beta}\dot X_\beta\right]$, $\vec m\cdot\frac{\partial\vec m}{\partial X_\alpha}=0$ (since $\frac{\partial\vec m^2}{\partial X_\alpha}=0$), $\vec m^2=1$.

$\left[\vec m\times\frac{\partial\vec m}{\partial X_\alpha}\times\frac{\partial\vec m}{\partial X_\beta}\right]\dot X_\beta=\frac{\partial\mathcal{H}}{\partial X_\alpha}+\alpha\left(\frac{\partial\vec m}{\partial X_\alpha}\cdot\frac{\partial\vec m}{\partial X_\beta}\right)\dot X_\beta$, $\int d^2\vec s\,(\dots)$.

$G_{\alpha\beta}\dot X_\beta=\frac{\partial W}{\partial X_\alpha}+\alpha D_{\alpha\beta}\dot X_\beta$ — уравнение Thiele. $\frac{\partial W}{\partial X_\alpha}=\int d^2\vec s\frac{\partial\mathcal{H}}{\partial X_\alpha}=\frac{\partial}{\partial X_\alpha}\int\mathcal{H}\,dz$

Def. $G_{\alpha\beta}=\int d^2\vec s\,\vec m\cdot\left[\frac{\partial\vec m}{\partial X_\alpha}\times\frac{\partial\vec m}{\partial X_\beta}\right]$, $D_{\alpha\beta}=\alpha\int d^2\vec s\frac{\partial\vec m}{\partial X_\alpha}\cdot\frac{\partial\vec m}{\partial X_\beta}$. Иногда кроме ansatz $\vec m(\vec r,t)=\vec m[\vec r,\vec X(t)]$ не используется. Eq.Thiele = LLG + $\vec m[\vec r,\vec X(t)]$

→ Все неинтересное сидит в $G_{\alpha\beta}(\vec X)$, $D_{\alpha\beta}(\vec X)$ и $W(\vec X)$. $\vec s=\vec X/R$.

Nonlinear damping: $D_{\alpha\beta}(\vec X)=D_{\alpha\beta}(\vec s)\sim\int d^2\vec s\frac{\partial\vec m}{\partial s_\alpha}\cdot\frac{\partial\vec m}{\partial s_\beta}$ NL-damping

$\frac{\partial}{\partial s}=\frac12\left(\frac{\partial}{\partial s_x}-i\frac{\partial}{\partial s_y}\right)$, $\frac{\partial}{\partial\bar s}=\frac12\left(\frac{\partial}{\partial s_x}+i\frac{\partial}{\partial s_y}\right)$, $\frac{\partial}{\partial s}\frac{\partial}{\partial\bar s}=\frac14\left[\frac{\partial^2}{\partial s_x^2}+\frac{\partial^2}{\partial s_y^2}\right]$

$\frac{\partial}{\partial s_x}=\frac{\partial}{\partial s}+\frac{\partial}{\partial\bar s}$, $\frac{\partial}{\partial s_y}=i\left(\frac{\partial}{\partial s}-\frac{\partial}{\partial\bar s}\right)$

$\frac{\partial\varphi}{\partial s_x}\frac{\partial\varphi}{\partial s_y}=\left(\frac{\partial\varphi}{\partial s}+\frac{\partial\varphi}{\partial\bar s}\right)\cdot i\left(\frac{\partial\varphi}{\partial s}-\frac{\partial\varphi}{\partial\bar s}\right)=i\left[\left(\frac{\partial\varphi}{\partial s}\right)^2-\left(\frac{\partial\varphi}{\partial\bar s}\right)^2\right]$

$D_{\alpha\beta}\sim\int d^2\vec s\frac{\partial\vec m}{\partial s_\alpha}\cdot\frac{\partial\vec m}{\partial s_\beta}=\int d^2\vec s\left[\frac{\partial\theta}{\partial s_\alpha}\frac{\partial\theta}{\partial s_\beta}+\sin^2\theta\frac{\partial\varphi}{\partial s_\alpha}\frac{\partial\varphi}{\partial s_\beta}\right]$, см. 13/XII 09г.

Вне ядра $|w|=1$, $D_{\alpha\beta}\sim\int d^2\vec s\frac{\partial\varphi}{\partial s_\alpha}\frac{\partial\varphi}{\partial s_\beta}$. $\mathrm{Tr}(\hat D)=D_{xx}+D_{yy}\sim4\int d^2\vec s\frac{\partial\varphi}{\partial s}\frac{\partial\varphi}{\partial\bar s}$

В ядре ($w=f$) $D_{\alpha\beta}\sim\int d^2\vec s\left[\frac{4}{(1+f\bar f)^2}\frac{\partial|f|}{\partial s_\alpha}\frac{\partial|f|}{\partial s_\beta}+\sin^2\theta\frac{\partial\varphi}{\partial s_\alpha}\frac{\partial\varphi}{\partial s_\beta}\right]=$

$=4\int d^2\vec s\frac{1}{(f\bar f+1)^2}\left[\frac{\partial|f|}{\partial s_\alpha}\frac{\partial|f|}{\partial s_\beta}+|f|^2\frac{\partial\varphi}{\partial s_\alpha}\frac{\partial\varphi}{\partial s_\beta}\right]$, $\mathrm{Tr}(\hat D)\sim\int d^2\vec s\frac{\partial\vec m}{\partial s}\cdot\frac{\partial\vec m}{\partial\bar s}$

Для D_{xy}: $\frac{\partial|f|}{\partial s_x}\frac{\partial|f|}{\partial s_y}=i\left[\left(\frac{\partial|f|}{\partial s}\right)^2-\left(\frac{\partial|f|}{\partial\bar s}\right)^2\right]$, $\frac{\partial|f|}{\partial s_\alpha}=\frac{1}{2|f|}\left[\bar f\frac{\partial f}{\partial s_\alpha}+f\frac{\partial\bar f}{\partial s_\alpha}\right]$

$f(z)=\frac{i}{c}\left[z-\frac{s+\bar sz^2}{1+s\bar s}\right]$. $c^2f\bar f=(1+s\bar s)^{-2}|z-s|^2|\bar sz-1|^2=Fc^0$.

$\frac{\partial\varphi}{\partial s_x}\frac{\partial\varphi}{\partial s_y}=-\frac12\frac{(1-s^2)^2}{|z-s|^4|\bar sz-1|^4}\left[s^2\sin2\varphi-2|s|s(1+s^2)\sin(\varphi+\varphi_s)+|s|^2\sin2\varphi_s(1+s^2+s^2)\right]$

$\frac{1}{|z-s|^2|\bar sz-1|^2}=\frac{1}{(1+s\bar s)^2}\frac{1}{c^2|f|^2}$. $\varphi_s=0$ как в $F(s,\varphi,s)$, $s=s_x$.

Вне ядра $D_{xy}\sim\int d^2\vec s\frac{\partial\varphi}{\partial s_x}\frac{\partial\varphi}{\partial s_y}=-\frac12\int d^2\vec s\frac{(1-s^2)^2\left[s^2\sin2\varphi-2s(1+s^2)\sin\varphi\right]}{|z-s|^4|\bar sz-1|^4}$

MathCad дает $D_{xy}(\varphi_s=0)=0$ вне ядра.

$\frac{\partial|f|}{\partial s}=\frac12\frac{1}{|f|}\frac{\partial|f|^2}{\partial s}=\frac12\frac{1}{|f|}\frac{\partial}{\partial s}\frac{1}{c^2}\left[s^2-2s's(1+s^2)\cos\varphi+s'^2(1+2s^2\cos2\varphi+s^4)\right]$

$s'=s/(1+s^2)$, $\frac{\partial f}{\partial s}=\frac{\partial f}{\partial s'}\frac{\partial s'}{\partial s}=\frac{\partial f}{\partial s'}\frac{(1+s^2)-s\cdot2s}{(1+s^2)^2}=\frac{(1-s^2)}{(1+s^2)^2}\frac{\partial f}{\partial s'}$

$\frac{\partial|f|}{\partial s}=\frac{1}{2c^2}\frac{1}{|f|}\frac{(1-s^2)}{(1+s^2)^2}\left[-2s(1+s^2)\cos\varphi+2s'(1+2s^2\cos2\varphi+s^4)\right]$

274/91

Обозначим $c^2|f|^2=F(s,\varphi,s)=s^2-2s(1+s^2)s'\cos(\varphi-\varphi_s)+|s'|^2\left[1+s^4+2s^2\cos2(\varphi-\varphi_s)\right]+$

$\to c^2|f|^2=F=s^2-(1+s^2)(\bar zs'+\bar sz)+s's'(1+s^4)+s'^2\bar z^2+\bar s^2z^2$, где $s'=\frac{s}{1+s\bar s}$

$\frac{\partial|f|}{\partial s}=\frac12\frac{1}{|f|}\frac{\partial|f|^2}{\partial s}=\frac12\frac{1}{|f|}\frac{1}{c^2}\frac{\partial}{\partial s}\left[s^2-(1+s^2)(\bar zs'+\bar sz)+s's'(1+s^4)+s'^2\bar z^2+\bar s^2z^2\right]=$ (коммут.)

$=\frac{1}{2c^2}\frac{1}{|f|}\left[-(1+s^2)\bar z+\bar s'(1+s^4)+2\bar z^2s'\right]\frac{\partial s'}{\partial s}=\frac{1}{2c^2}\frac{1}{|f|}[\dots]\frac{1}{(1+s\bar s)^2}$, $\frac{\partial s'}{\partial s}=\frac{1}{(1+s\bar s)^2}$

$\left(\frac{\partial|f|}{\partial s}\right)^2\left(\frac{\partial|f|}{\partial\bar s}\right)^2=\frac{1}{4c^4}\frac{1}{|f|^2(1+s\bar s)^4}\left[-(1+s^2)\bar z+\bar s'(1+s^4)+2s'\bar z^2\right]^2-$

Escaneado con CamScanner

$\left\{ -(1+s^2)^2 + s'(1+s^4) + 2\bar{s}' z^2 \right\}^2 \Big] = (\cdot)\Big[(1+s^2)^2 \bar{z}^2 - 2\bar{s}'\bar{z}(1+s^2)(1+s^4) +$

$(1+s^4)^2 - 4s'\bar{z}^3(1+s^2) + 4|s'|^2 \bar{z}^2(1+s^4) + 4s'^2\bar{z}^4 - \{\cdot\}^2 \Big]$.

$\frac{\partial |f|}{\partial s}$: ζ вместо z. Это s^2, что надо будет сделать в $|f|^2$.

Далее: $\zeta(z) = \frac{1}{z}(z - s' - \bar{s}'z^2)$ умножим на s'.

$\left(\frac{\partial |f|}{\partial s}\right)^2 - \left(\frac{\partial |f|}{\partial \bar{s}}\right)^2 = (\cdot)\Big[(1+s^2)^2(\bar{s}^2 - z^2) - 2(1+s^2)(1+s^4)(\bar{s}'\bar{z} - s'z) +$

$(1+s^4)^2(\bar{s}^2 - s'^2) - 4(1+s^2)(s'\bar{z}^3 - \bar{s}'z^3) + 4|s'|^2(1+s^4)(\bar{z}^2 - z^2) + 4(s'^2\bar{z}^4 - \bar{s}'^2 z^4)\Big] =$

$(\cdot)\Big[\{(1+s^2)^2 + 4|s'|^2(1+s^4)\} s^2 \sin 2\varphi\,(-2i) - 2(1+s^2)(1+s^4)\, s\,|s'| \sin(\varphi+\varphi_s)(-2i) +$

$(1+s^4)^2 |s'|^2 \sin 2\varphi_s\,(-2i) - 4(1+s^2)|s'|\, s^3 \sin(3\varphi - \varphi_s)(-2i) + 4|s'|^2(1+s^4) s^2 \sin 2\varphi\,(-2i) +$

$4|s'|^2 s^4 \sin(4\varphi - 2\varphi_s)(-2i)\Big] = (\cdot)(-2i)\Big[\{(1+s^2)^2 + 4|s'|^2(1+s^4)\} s^2 \sin 2\varphi -$

$2(1+s^2)(1+s^4)\, s\,|s'| \sin(\varphi+\varphi_s) + (1+s^4)^2 |s'|^2 \sin 2\varphi_s - 4(1+s^2)|s'| s^3 \sin(3\varphi - \varphi_s) +$

$4|s'|^2 s^4 \sin 2(2\varphi - \varphi_s)\Big]$. Если сейчас $\varphi_s = 0$, $s' = s_x$

$\left(\frac{\partial |f|}{\partial s}\right)^2 - \left(\frac{\partial |f|}{\partial \bar{s}}\right)^2 = \frac{(-2i)}{4c^4 |f|^2 (1+s\bar{s})^4}\Big[\{(1+s^2)^2 + 4|s'|^2(1+s^4)\} s^2 \sin 2\varphi -$

$2(1+s^2)(1+s^4)\, s\, s' \sin\varphi - 4(1+s^2) s^3 s' \sin 3\varphi + 4|s'|^2 s^4 \sin 4\varphi\Big] = \left| \begin{array}{l} \text{умножим с} \\ s'^2 \text{ опустим,} \\ \text{т.к. } (d\varphi = 0 \\ \text{for max} \end{array} \right| =$

$= \frac{(-2i)(1+s^2)s}{4c^4 |f|^2 (1+s\bar{s})^4}\Big[(1+s^2)\, s \sin 2\varphi - 2(1+s^4) s' \sin\varphi - 4 s^2 s' \sin 3\varphi \Big]$

Итак core $D_{xy} \sim 4 \int d^2\vec{s}\, \frac{1}{(1+f\bar{f})^2}\Big[i\Big\{ \left(\frac{\partial f}{\partial s}\right)^2 - \left(\frac{\partial |f|}{\partial \bar{s}}\right)^2 \Big\} + |f|^2 i \Big\{ \left(\frac{\partial \varphi}{\partial s}\right)^2 - \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \bar{s}}\right)^2 \Big\} \Big] =$

$= 4 \int d^2\vec{s}\, \frac{1}{(1+f\bar{f})^2}\Big[\frac{(1+s^2)s}{2c^4 |f|^2 (1+s\bar{s})^4}\Big[(1+s^2) s \sin 2\varphi - 2s'(1+s^4)\sin\varphi - 4 s' s^2 \sin 3\varphi \Big] +$

$+ |f|^2 \left(-\frac{1}{2}\right) \frac{(1-s^2)^2 s}{|z-s|^4 |\bar{s}z - 1|^4}\Big[s \sin 2\varphi + s(1+s^2)\sin\varphi \Big] \Big]$, $\quad c^2|f|^2 = \frac{1}{(1+s\bar{s})^2}|z-s|^2|\bar{s}z-1|^2$

$|z-s|^4 |z\bar{s}-1|^4 = c^4 |f|^4 (1+s\bar{s})^4$

$D_{xy}^{(\text{core})} \sim 4 \int d^2\vec{s}\, \frac{1}{(1+f\bar{f})^2} \frac{s}{2c^4 |f|^2 (1+s\bar{s})^4}\Big[(1+s^2)\Big[(1+s^2) s \sin 2\varphi - 2s'(1+s^4)\sin\varphi -$

$- 4 s' s^2 \sin 3\varphi \Big] - (1-s^2)^2 \Big[s \sin 2\varphi + s(1+s^2)\sin\varphi \Big] \Big] = \frac{2}{c^4} \frac{1}{(1+s\bar{s})^4} \int d^2\vec{s}\, \frac{s}{|f|^2 (1+f\bar{f})^2} \times$

$\times \Big[4 s^3 \sin 2\varphi - s(1+s^2)(3 + 3s^4 - 2s^2)\sin\varphi - 4 s s^2 \sin 3\varphi \Big]$, $\quad c^2|f|^2 = F$.

Все равно MathCad дает $D_{xy}(\varphi_s = 0) = 0$ в v-core. Но при $\varphi_s \neq 0$ $D_{xy} \neq 0$?

Может все просто? $D_{xy} \sim \sin 2\varphi_s \sim s_x s_y$? В отличие от $D_{dd} \sim |s|^2$.

Далее, я считал $\mathrm{Tr}(\hat{D}) = D_{xx} + D_{yy} \sim \int d^2\vec{s}\, \frac{\partial \vec{m}}{\partial s} \cdot \frac{\partial \vec{m}}{\partial \bar{s}}$ при $\varphi_s = 0$,

т.е. $D_{xx} + D_{yy} = 2D_0 + D' s_x^2$, находим D'. Затем, считая $D_{xx} \overset{\text{симм}}{=} D_{yy}$,

Находим $D_{xx} = \frac{1}{2}\mathrm{Tr}(\hat{D}) = 2\frac{D_0}{2} + \frac{D'}{2} s_x^2$. Предполагаем $s_x^2 = |s|^2$.

Может все $D_{\alpha\beta} = D_0 \delta_{\alpha\beta} + D'_{\alpha\beta} s_\alpha s_\beta$ (?), тогда $\mathrm{Tr}(\hat{D}) = 2D_0 + D'_{xx} s_x^2 + D'_{yy} s_y^2 =$

$= |D'_{xx} = D'_{yy} = D'| = 2D_0 + D' |s|^2$. Это хотим, от ранее сделан. доп. D'.

Тогда $D_{xx} = D_0 + D' s_x^2$. Ранее доп. $D_{xx} = D_0 + \frac{D'}{2} s_x^2$. Т.е. теперь D'_{xx}

$= \left(\frac{1}{2}\right)(D'_{xx})_{\text{old}}$. Предположение $s_x^2 = |s|^2$ меняет доп. от D'_{xx}, D_{yy} не меняется,

но предположение $D_{xy} \sim |s|^2$ резко отлич. от $D_{xy} \sim s_x s_y = |s|^2 \sin 2\varphi_s$.

Пусть $D_{xy}(\vec{s})$. Надо $\frac{\partial^2 D_{xy}}{\partial s_x \partial s_y}\Big|_{\vec{s}=0}$ и $D_{xy}(\vec{s}) = D_{xy}(0) + \frac{\partial D_{xy}}{\partial s_x}\Big|_{\vec{s}=0} s_x + \frac{\partial D_{xy}}{\partial s_y}\Big|_{\vec{s}=0} s_y + \dots$

Urria · Octubre

$D_{xy} \sim \int d^2\vec{\rho}\, \frac{\partial \Phi}{\partial s_x}\frac{\partial \Phi}{\partial s_y}$, $\frac{\partial^2 D_{xy}}{\partial s_x \partial s_y} \sim \int d^2\vec{\rho}\, \frac{\partial^2 \Phi}{\partial s_x^2}\frac{\partial^2 \Phi}{\partial s_y^2}$ — нет $s_x s_y$

$3 \frac{\partial}{\partial s_x}\frac{\partial}{\partial s_y}\Phi'_x\Phi'_y = \frac{\partial}{\partial s_x}\left[\Phi''_{xy}\Phi'_y + \Phi'_x\Phi''_{yy}\right] = \Phi'''_{xxy}\Phi'_y + \Phi''_{xy}\Phi''_{xy} + \Phi''_{xx}\Phi''_{yy} + \Phi'_x\Phi'''_{xyy}$.

Вчера. Пришла в 11 AM без предупр. и deleys. ~1 час после обеда.

Wednesday · Miércoles Договорились они. Сканирование сделано бесплатно

Часы работы: пн, ср, пт. с 9 до 6 PM Доставляет результаты.

Звонил Глеб: обещал прислать Reviews по THz-dynamics и Links

to ERC - grants advanced и не выслал объема application.

(27/IX) Ремонт comp. с Jon (CAU): не смогли починить, вызвали

Специалиста из XLAN. Copied все нужные file на USB и new-comp.

to. потерял данные прошлого. Вчер. дали reservation жилья?

→ Вчер. пришла UPV и Euskadi (travel stipends) для студентов и профессор,

30 – 150 дней. Deadline – 30 Dec 2012.

Damping non-linear: $D_{xy} \sim \int d^2\vec{\rho}\, \frac{\partial \Phi}{\partial s_x}\frac{\partial \Phi}{\partial s_y} = i\int d^2\vec{\rho}\left[\left(\frac{\partial \Phi}{\partial s}\right)^2 - \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \bar{s}}\right)^2\right]$ вне core

$\frac{\partial \Phi}{\partial s} = -\frac{i}{2}\frac{(1-s^2)}{(z-s)(sz-1)}$, $\frac{\partial \Phi}{\partial \bar{s}} = \frac{i}{2}\frac{(1-s^2)}{(\bar{z}-s)(s\bar{z}-1)}$

$\frac{\partial \Phi}{\partial s_x}\frac{\partial \Phi}{\partial s_y} = -\frac{i}{4}\frac{1\cdot(-2i)}{|z-s|^4|sz-1|^4}\left[|s|^2\sin 2\varphi_s(1+4s^2+s^4) + s^2\sin 2\varphi - 2|s|s(1+s^2)\sin(\varphi+\varphi_s)\right]$

$F = c^2|f|^2 = \frac{1}{(1+s\bar{s})^2}|z-s|^2|\bar{s}z-1|^2 = s^2 - 2(1+s^2)s|s'|\cos(\varphi-\varphi_s) + |s'|^2\left[1+s^4+\right.$

$\varphi - \varphi_s = \varphi'$, $\int_0^{2\pi} d\varphi = \int_{-\varphi_s}^{2\pi-\varphi_s} d\varphi' = \int_0^{2\pi} d\varphi'$ $\left.+2s^2\cos 2(\varphi-\varphi_s)\right]$

$\sin 2\varphi = \sin 2(\varphi'+\varphi_s) = \sin 2\varphi'\cos 2\varphi_s + \cos 2\varphi'\sin 2\varphi_s$

$\sin(\varphi+\varphi_s) = \sin(\varphi'+2\varphi_s) = \sin\varphi'\cos 2\varphi_s + \cos\varphi'\sin 2\varphi_s$ $\sin 2\varphi_s$ выносится (1)

$\frac{\partial \Phi}{\partial s_x}\frac{\partial \Phi}{\partial s_y} = -\frac{1}{2}\frac{1\cdot\sin 2\varphi_s}{c^4(1+s\bar{s})^4|f|^4}\left[s^2\cos 2\varphi' - 2|s|s(1+s^2)\cos\varphi' + |s|^2(1+4s^2+s^4)\right]$

$F = c^2|f|^2 = s^2 - 2(1+s^2)s|s'|\cos\varphi' + |s'|^2\left[1+s^4+2s^2\cos 2\varphi'\right]$ — зав. ф-ия φ'.

$D_{xy}(\vec{s}) \sim \int d^2\vec{\rho}\, \frac{\partial \Phi}{\partial s_x}\frac{\partial \Phi}{\partial s_y} = -\frac{1}{2}\frac{\sin 2\varphi_s}{(1+s\bar{s})^4}\int_0^s ds' \int_0^{2\pi} d\varphi' \left[s^2\cos 2\varphi' - 2|s|s(1+s^2)\cos\varphi' + |s|^2(1+4s^2+s^4)\right]$ (вне core)

$s' = \frac{s}{1+s\bar{s}}$, $\frac{\partial s'}{\partial s} = \frac{1}{(1+s\bar{s})^2}$. $F(s,\varphi,s) = \frac{1}{(1+s\bar{s})^2}|z-s|^2|\bar{s}z-1|^2$. $|F(s,\varphi',s)|^2$

$(1+s\bar{s})^4 F^2 = |z-s|^4|\bar{s}z-1|^4$ не содержит $(1+s\bar{s})^n$. Но $\frac{\partial \Phi}{\partial s} = \frac{\partial \Phi}{\partial s'}\frac{\partial s'}{\partial s} = \frac{\partial \Phi}{\partial s'}\frac{1}{(1+s\bar{s})^2}$

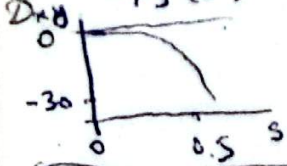
$Tr(\hat{D}) = D_{xx} + D_{yy} \sim 4\int_{|f|\ge 1} d^2\vec{\rho}\left|\frac{\partial \Phi}{\partial s}\right|^2 = \frac{1}{c^2}\frac{1}{(1+s\bar{s})^2}\int_{|f|\ge 1} d^2\vec{\rho}\,\frac{(1-s^2)}{|f(s,s)|^2} \sim \int d\varphi' \frac{1}{(\text{зав. ф. не } \varphi')}$

$|f|^2$ зависит от $|s'|^2$ и φ'. После $\int_0^{2\pi} d\varphi'$ остается $\int_0^s ds' F_s(s,|s'|) = \tilde{F}(|s'|)$,

и $Tr(\hat{D})$ зав. $f(|s|)$ только, зависимость $\cos^2\varphi_s$, $\sin^2\varphi_s$ в $Tr(\hat{D})$ не появ.

$D_{xy}(\vec{s}) \sim \sin 2\varphi_s$ явно, видно из-за замены $\varphi - \varphi_s = \varphi'$.

$D_{xy}(\vec{s}) \sim F_{xy}(|s|)\sin 2\varphi_s$, $F_{xy}(|s|) = -\frac{1}{2}\frac{1}{(1+s\bar{s})^4}\int \frac{d^2\vec{\rho}}{F^2(s,\varphi,s)}\left[s^2\cos 2\varphi - \dots\right]$



Note: нельзя понять ли требовать зависимость по φ' везде области интегр. вне core кроме зав. по φ' – фигура.

(28/IX) Звонил и e-mail to Yu. Pogorelov насчет вчер. visit Anto.

Обсужд. с вчер. $W_{ex}(s)$ и $Q(s)$ сайт. $D_{xy}(s) \sim \sin 2\varphi_s f_{xy}(|s|)$, $f(|s|)$ не содержит $|s|^3$.

$f_{xy}(x) = ax^2 + bx^4$ и $b \gg a$, т.к. это $a \approx 0$. Тогда $D_{xy}(|s|,\varphi_s) \sim |s|^4\sin 2\varphi_s$?

Странно, ожидал $D_{xy}(\vec{s}) \sim |s|^2\sin 2\varphi_s$. Вчер. SW-лекции на конф.

Escaneado con CamScanner

Отклонение от φ_s можно $\varphi' = \varphi - \varphi_s$ и симметр. уравнение будет φ_s. Все равно $D_{xy}(s^*) \sim \sin 2\varphi_s$ даст Math Cad.

и $I_{xy}(s)\big|_{\varphi'=\varphi-\varphi_s} = I_{xy}(s, \varphi_s = \pi/4)$. $D_{xy}(s^*) \sim f_{xy}(|s|)\sin 2\varphi_s$.

Хотя бы $D_{xy}(s^*) \sim \ln(1-|s|^4)\sin 2\varphi_s$ хотя и немного.

Дополнительно $\frac{\partial\varphi}{\partial s_x}\frac{\partial\varphi}{\partial s_y}$ (22/12) а нужна с точностью до $|s|^2$. Ostoguna

Надо ли это дает $D_{xy} \neq 0$ в eq. Thiele?

$G_{xy}\dot{\vec{X}} - \frac{\partial W}{\partial \vec{X}} - D\dot{\vec{X}} = 0$ $\quad [G_{\alpha\beta} + D_{\alpha\beta}]\dot{X}_\beta = \frac{\partial W}{\partial X_\alpha}$, $G_{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} 0 & G_{xy} \\ -G_{xy} & 0 \end{pmatrix}$

т.е. D_{xy} перенормирует гироэлектор $G_{\alpha\beta}$, $G_{xy} = G_z$.

$d = D_{\alpha\beta}/|G_z| \sim d_{HG}$ и эффект D_{xy} теряется на фоне нелинейного $G_z(s)$ или $d_{HG} \ll 1$!

$G_{xy} + D_{xy} = |G_z|\left[1 + \frac{D_{xy}}{|G_z|}\right] = |G_z|[1 + d_{HG}]$

Вывод: $D_{xy} \sim d|s|^n \sin 2\varphi_s$ новой физики не дает и явл. малой поправкой к non-linear $G_z(\vec{s})$. Хотя D_{xy} мал, он анизотропен, в отличие от $G_z(|s|)$ изотропного. D_{xy} может б. важно при $s \to 1$, когда $G_z(s) \to 0$.

Non-linear ST terms — Non-lin. ST

$F^{\alpha}_{ST} = aLP\hat{z}\cdot\int d^2\vec{s}\left[\vec{m}\times\frac{\partial\vec{m}}{\partial s_\alpha}\right]$, $\frac{\partial}{\partial s} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial}{\partial s_x} - i\frac{\partial}{\partial s_y}\right)$, достаточно рассм. $\frac{\partial}{\partial s}$

$\Rightarrow F_{ST} = \int d^2\vec{s}\left[\vec{m}\times\frac{\partial\vec{m}}{\partial s}\right]_z = 2i\int d^2\vec{s}\,\frac{1}{[1+w\bar{w}]^2}\left[w\frac{\partial\bar{w}}{\partial s} - \bar{w}\frac{\partial w}{\partial s}\right]$

$\left(\vec{m}\times\frac{\partial\vec{m}}{\partial s}\right)_z = \begin{cases} \frac{\partial\varphi}{\partial s} & \text{вне ядра} \\ \frac{4|f|^2}{(1+|f|^2)^2}\frac{\partial\varphi}{\partial s} & \text{внутри ядра} \end{cases}$, см. 1-12 March 2012.

$\frac{\partial\varphi}{\partial s} = -\frac{i}{2}\frac{(1-s^2)}{(z-s)(s\bar{z}-1)}$ - pole free model.

$\frac{1}{(z-s)(s\bar{z}-1)} = \frac{1}{|z-s|^2|sz-1|^2}\left[(\bar{z}-\bar{s})(\bar{s}z-1)\right] = \frac{1}{1\cdot|1|^2|1|^2}\left[\bar{s}s^2 - \bar{z} - \bar{s}^2 z + \bar{s}\right] =$

$= \frac{1}{1\cdot|1|^2|1|^2}\left[-|s|^2\bar{e}^{i2\varphi_s}\,s e^{i\varphi} + |s|e^{i\varphi_s}(1+s^2) - s e^{-i\varphi}\right] = \frac{1}{1\cdot|1|^2|1|^2}\left[-s\cos\varphi + \right.$

$\left. + |s|(1+s^2)\cos\varphi_s - |s|^2 s\cos(\varphi - 2\varphi_s)\right] + \frac{i}{1\cdot|1|^2|1|^2}\left[s\sin\varphi + |s|(1+s^2)\sin\varphi_s - |s|^2 s \times \sin(\varphi - 2\varphi_s)\right]$

$\mathrm{Re}\frac{\partial\varphi}{\partial s} = \frac{1}{2}\frac{1}{|z-s|^2|\bar{s}z-1|^2}\left[s\sin\varphi + |s|(1+s^2)\sin\varphi_s - |s|^2 s\sin(\varphi - 2\varphi_s)\right]$

$\mathrm{Im}\frac{\partial\varphi}{\partial s} = -\frac{1}{2}\frac{1}{|z-s|^2|\bar{s}z-1|^2}\left[-s\cos\varphi + |s|(1+s^2)\cos\varphi_s - |s|^2 s\cos(\varphi - 2\varphi_s)\right]$

Будет ли $\int d^2\vec{s}\,F\,\mathrm{Re}\frac{\partial\varphi}{\partial s} \sim \sin\varphi_s$, а $\int d^2\vec{s}\,F\,\mathrm{Im}\frac{\partial\varphi}{\partial s} \sim \cos\varphi_s$?

Если $\vec{F}_{ST} \sim (\hat{z}\times\vec{s}) = -\hat{x}s_y + \hat{y}s_x = (-s_y, s_x) = -s_y + is_x$.

$F_{ST} \sim \int d^2\vec{s}\frac{\partial\varphi}{\partial s}$, $\mathrm{Re}F_{ST} \sim s_y \sim |s|\sin\varphi_s$, $\mathrm{Im}F_{ST} \sim s_x = |s|\cos\varphi_s$.

Вне ядра $\vec{F}_{ST} \sim (\hat{z}\times\vec{s})f(|s|)$ подавляется и $\int_{\text{вне ядра}} d^2\vec{s}\left(\frac{\partial\varphi}{\partial s}\right) \neq 0$. (?)

277/88

В ядре добавляется множитель $\frac{4|f|^2}{(1+|f|^2)^2}\cdot\frac{\partial\varphi}{\partial s} = \frac{(\bar{z}-\bar{s})(\bar{s}z-1)}{|z-s|^2|\bar{s}z-1|^2}\left(-\frac{i}{2}\right)(1-s^2)$

$\frac{4|f|^2}{[1+ff^*]}\frac{\partial\varphi}{\partial s} = \frac{4|f|^2}{[\cdot]^2}\left(-\frac{i}{2}\right)(1-s^2)\frac{(\bar{z}-\bar{s})(\bar{s}z-1)}{c^2|f|^2}\frac{1}{(1+s\bar{s})^2} = \frac{(-2i)}{(1+s\bar{s})^2}\frac{(1-s^2)}{c^2}\frac{(\bar{z}-\bar{s})(\bar{s}z-1)}{[1+ff^*]^2}$

$F_{ST(\text{ядро})} = \frac{(-2i)}{[1+s\bar{s}]^2}\frac{1}{c^2}\int d^2\vec{s}\,(1-s^2)\frac{(\bar{z}-\bar{s})(\bar{s}z-1)}{[1+ff^*]^2}$, $F_{ST(\text{вне ядра})} = \left(\frac{-i}{2}\right)\int d^2\vec{s}\frac{(1-s^2)}{c^2}\frac{(\bar{z}-\bar{s})(\bar{s}z-1)}{|z-s|^2|\bar{s}z-1|^2(1+s\bar{s})^2}$

$F_{ST}(\text{вне ядра}) \neq 0$ противоречит Gus' JP-CM '11. Проверить.

Escaneado con CamScanner

$f(z) = -i\frac{C}{c}(z-s)(\bar{s}z-1)\frac{1}{(1+s\bar{s})}$, $\bar{f}(\bar{z}) = i\frac{C}{c}\frac{1}{1+s\bar{s}}(\bar{z}-\bar{s})(s\bar{z}-1)$

Urria · Octubre

$c^2 f\bar{f}(1+s\bar{s})^2 = (z-s)(\bar{z}-\bar{s})(\bar{s}z-1)(s\bar{z}-1) = [s^2 - s\bar{z} - \bar{s}z + |s|^2][|s|^2 s^2 - \bar{s}z - s\bar{z} +$

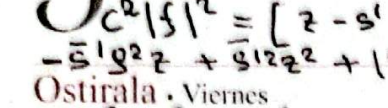
5 Apr. $f(z) = i\frac{C}{c}[z - s' - \bar{s}'z^2]$, $s' = s/[1+s\bar{s}]$.

$c^2|f|^2 = [z - s' - \bar{s}'z^2][\bar{z} - \bar{s}' - s'\bar{z}^2] = s^2 - \bar{s}'z - s'^2\bar{z} + |s|^2 - s'\bar{z} + s'^2\bar{z}^2 -$

$-\bar{s}'s^2 z + \bar{s}'^2 z^2 + |s|^2 s^4 = s^2 - (1+s^2)(\bar{s}'z + s'\bar{z}) + |s|^2(1+s^4) + s'^2\bar{z}^2 + \bar{s}'^2 z^2$

Ostirala · Viernes

$\rightarrow c^2|f|^2 = s^2 - 2|s'|s(1+s^2)\cos(\varphi - \varphi_s) + |s'|^2[1 + s^4 + 2s^2\cos 2(\varphi - \varphi_s)]$



$\varphi' = \varphi - \varphi_s$. В системе координат $x'Oy'$ с $Ox' \parallel$ оси эллипса core

$c^2|f|^2 = s^2 - 2|s'|s(1+s^2)\cos\varphi' + |s'|^2[1 + s^4 + 2s^2\cos 2\varphi']$

Ур-е v. core будет четной функцией φ'. Корни ур. $|f|^2 = 1$, $s_n(\varphi')$ будут четными функциями φ'. $\int_{(core)} d^2\vec{s} = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{s_1(\varphi)}^{s_2(\varphi)} ds\, s$. Н/м $|s| > c$ внутри

Non-Lin. ST

Полюс в т. $\vec{s} = \vec{s}$, в центре v. core.

(30/X) Покажем аналит. $\int_{(dot)} d^2\vec{s}\frac{\partial\Phi}{\partial s} = 0$. Нет, $\int_{(dot)} d^2\vec{s}\frac{\partial\Phi}{\partial s} = -\frac{i}{2}\pi\bar{s}$

Pole-free m. $\frac{\partial\Phi}{\partial s} = -\frac{i}{2}\frac{(1-|z|^2)}{(z-s)(s\bar{z}-1)} = \frac{i}{2}\left[\frac{1}{z-s} + \frac{\bar{z}}{(s\bar{z}-1)}\right]$

$\int_{dot} d^2\vec{s}\frac{\partial\Phi}{\partial s} = \frac{i}{2}\int_{dot} d^2\vec{s}\frac{1}{(\bar{z}-s)} + \frac{i}{2}\int_{dot} d^2\vec{s}\frac{\bar{z}}{(s\bar{z}-1)} = \frac{i}{2}(-\pi\bar{s}) + \frac{i}{2}I(s)$

$I(s) = \int_{(dot)} d^2\vec{s}\frac{\bar{z}}{(s\bar{z}-1)}$, $\bar{I}(s) = \int_{dot} d^2\vec{s}\frac{z}{(\bar{s}z-1)} = -\int d^2\vec{s}\, z\frac{1}{(1-\bar{s}z)} = -\int d^2\vec{s}\, z\sum_{n=0}^{\infty}\bar{s}^n z^n$

$= -\sum\bar{s}^n\int d^2\vec{s}\, z^{n+1} = -\sum_{n=0}\bar{s}^n\int ds\, s\int_0^{2\pi} d\varphi\, s^{n+1}e^{i(n+1)\varphi} = 0$ из-за $\int d\varphi(\cdot)$

$I(s) \equiv 0 \rightarrow \int_{(dot)} d^2\vec{s}\frac{\partial\Phi}{\partial s} = -\frac{i}{2}\pi\bar{s}$. Так ли?

Иначе $\Phi = \mathrm{Im}(\ln f)$, $f(z) = i\frac{C}{c}\frac{1}{1+|s|^2}(z-s)(1-\bar{s}z)$

$\int_{dot} d^2\vec{s}\frac{\partial\Phi}{\partial s} = \frac{\partial}{\partial s}\int d^2\vec{s}\,\Phi = \frac{\partial}{\partial s}\mathrm{Im}\int d^2\vec{s}\ln f = \frac{\partial}{\partial s}\mathrm{Im}\int d^2\vec{s}\left[\ln\left(i\frac{C}{c}\right) -\right.$

$\left. - \ln(1+|s|^2) + \ln(z-s) + \ln(1-\bar{s}z)\right] = \frac{\partial}{\partial s}\mathrm{Im}\int d^2\vec{s}\left[\ln(z-s) + \ln(1-\bar{s}z)\right] =$

$= \frac{\partial}{\partial s}\mathrm{Im}\int d^2\vec{s}\left[\ln z + \ln\left(1-\frac{s}{z}\right) + \ln(1-\bar{s}z)\right] = \frac{\partial}{\partial s}\mathrm{Im}\int_{dot} d^2\vec{s}\left[\sum_{n=1}\frac{1}{n}\frac{s^n}{z^n} +\right.$

$\left. + \sum_{n=1}\frac{1}{n}\bar{s}^n z^n\right] = \frac{\partial}{\partial s}\mathrm{Im}\int ds\, s\int_0^{2\pi} d\varphi\left[\sum_{n=1}\frac{1}{n}\frac{|s|^n}{s^n}e^{in(\varphi_s-\varphi)} + \sum_{n=1}\frac{1}{n}|s|^n s^n e^{in(\varphi-\varphi_s)}\right.$

$= \left|\int_0^{2\pi} d\varphi\, e^{in\varphi} = 0,\ n \geq 1\right| = 0$, т.е. $\int_{dot} d^2\vec{s}\frac{\partial\Phi}{\partial s} = 0$ таким способом.

278/87

$I(s) = \int_{dot} d^2\vec{s}\frac{\bar{z}}{(s\bar{z}-1)} = \int d^2\vec{s}\frac{\bar{z}(\bar{s}z-1)}{|s\bar{z}-1|^2} = \int d^2\vec{s}\frac{(\bar{s}s^2 - \bar{z})}{[1+|s|^2 s^2 - 2|s|s\cos(\varphi-\varphi_s)]} =$

$= \int_{dot} d^2\vec{s}\frac{(\bar{s}s^2 - se^{-i\varphi_s}\cos\varphi')}{[1-2|s|s\cos\varphi' + |s|^2 s^2]}$. Интегралы по φ сходятся легко.

Larunbata · Sábado

В ин. прибл. по s: $I(s) \approx \int_{dot} d^2\vec{s}\left(\bar{s}s^2 - se^{i\varphi_s}\cos\varphi\right)\left(1+2|s|s\cos\varphi\right) =$

Domingo · Igandea

279/86 280/85

$= \int d^2\vec{s}\left[\bar{s}s^2 - se^{-i\varphi_s}\cos\varphi - 2|s|s^2\cos^2\varphi\, e^{-i\varphi_s}\right] = \int ds\, s\, s^2\left[2\pi\bar{s} - 2\bar{s}\cdot\frac{1}{2}2\pi\right] =$

Хотя формально $\int_{dot} d^2\vec{s}\frac{1}{(\bar{z}-s)} = \int d^2\vec{s}\frac{(\bar{z}-\bar{s})}{[s^2 - 2|s|s\cos\varphi' + |s|^2]} = \int ds\, s\frac{1}{s^2}\int_0^{2\pi} d\varphi\left[2s\cos^2\varphi\right.$

но $\frac{1}{|z-s|}$ разлагать нельзя, т.к. dot содержит singul. point $z=s$. $\subseteq 0$,

Тогда и $\ln(z-s) = \ln z + \ln(1-s/z)$ разлаг. нельзя, и между ними $\int d^2\vec{s}\frac{\partial\Phi}{\partial s}$ нулем разложение $\ln(1-s/z)$ верно нельзя.

Escaneado con CamScanner

Ф-Р. $\int_{-\pi}^{\pi} \frac{dx}{1-2a\cos x+a^2} = \frac{2\pi}{1-a^2}$, $a^2<1$. $\int dx \frac{\cos x}{1-2a\cos x+a^2} = \frac{2\pi a}{1-a^2}$

$\int dx \frac{(1-a\cos x)}{1-2a\cos x+a^2} = \frac{x}{2} + \operatorname{arctg}\left(\frac{1+a}{1-a}\operatorname{tg}\frac{x}{2}\right)\Big|_{0\,(-\pi)}^{2\pi\,(\pi)} = 2\pi$, $a<1$.

$I(s) = \int d^2\vec{\rho}\, e^{i\varphi}\left(\frac{|s|\rho^2 - \rho e^{i(\varphi_s-\varphi)}}{1-2|s|\rho\cos(\varphi-\varphi_s)+|s|^2\rho^2}\right) = \int d^2\vec{\rho}\, e^{-i\varphi_s}\rho\,\frac{(|s|\rho-\cos\varphi')}{1-2|s|\rho\cos\varphi'+|s|^2\rho^2} =$

$= e^{-i\varphi_s}\int d\rho\rho^2 \int_{-\pi}^{\pi} d\varphi \frac{[|s|\rho-\cos\varphi]}{1-2|s|\rho\cos\varphi+|s|^2\rho^2} = e^{-i\varphi_s}\int d\rho\rho^2\left[|s|\rho\frac{2\pi}{1-|s|^2\rho^2} - \frac{2\pi|s|\rho}{1-|s|^2\rho^2}\right] = 0$

т.е. тогда $I(s)=0$ и $\int_{dot} d^2\vec{\rho}\frac{\partial P}{\partial s} = \frac{i}{2}\int_{(dot)} d^2\vec{\rho}\frac{1}{(\bar{z}-\bar{s})} = -\frac{i}{2}\pi\bar{s}$.

$\int_{dot} d^2\vec{\rho}\frac{1}{(\bar{z}-\bar{s})} = \int d^2\vec{\rho}\frac{(\bar{z}-\bar{s})}{|z-s|^2} = e^{-i\varphi_s}\int d^2\vec{\rho}\frac{[\rho e^{i(\varphi_s-\varphi)}-|s|]}{[\rho^2-2|s|\rho\cos(\varphi-\varphi_s)+|s|^2]} =$

$= e^{-i\varphi_s}\int d^2\vec{\rho}\frac{1}{\rho^2}\frac{[\rho\cos\varphi-|s|]}{[1-2\frac{|s|}{\rho}\cos\varphi+\frac{|s|^2}{\rho^2}]} = e^{-i\varphi_s}\int\frac{d\rho}{\rho}\left[\rho\frac{2\pi}{1-\frac{|s|^2}{\rho^2}}\frac{|s|}{\rho} - |s|\frac{2\pi}{1-\frac{|s|^2}{\rho^2}}\right] = 0$

$\int_{dot} d^2\vec{\rho}\frac{1}{(\bar{z}-\bar{s})} = 0$, если $z\neq s$, или $a=\frac{|s|}{\rho}<1$, $\rho>|s|$. но есть еще dot с $\rho\le|s|$. Для $I(s)$ к/теории $a=|s|\rho<1$ всегда выполн.

$\int_{dot} d^2\vec{\rho}\frac{1}{(\bar{z}-\bar{s})} = \int_{\rho>|s|} d^2\vec{\rho}\frac{1}{(\bar{z}-\bar{s})} + \int_{\rho\le|s|} d^2\vec{\rho}\frac{1}{(\bar{z}-\bar{s})} = \int_{\rho\le|s|} d^2\vec{\rho}\frac{1}{(\bar{z}-\bar{\rho})}$

$\int_{\rho\le s} d^2\vec{\rho}\frac{1}{(\bar{z}-\bar{s})} = e^{-i\varphi_s}\frac{1}{|s|^2}\int d^2\vec{\rho}\frac{[\rho\cos\varphi-|s|]}{[1-2\frac{\rho}{|s|}\cos\varphi+\frac{\rho^2}{|s|^2}]} = e^{-i\varphi_s}\frac{1}{|s|^2}\int d\rho\rho\times$

$\times\left[\rho\frac{2\pi}{1-\frac{\rho^2}{|s|^2}}\frac{\rho}{|s|} - |s|\frac{2\pi}{1-\frac{\rho^2}{|s|^2}}\right] = e^{-i\varphi_s}\frac{2\pi}{|s|^3}\frac{|s|^2}{(|s|^2-\rho^2)}\Big[[\rho^2-|s|^2]\Big]_{0}^{|s|} = -\int_0^{|s|}2\pi\frac{e^{-i\varphi_s}}{|s|}d\rho\rho =$

$= -2\pi\frac{e^{-i\varphi_s}}{|s|}\frac{1}{2}\rho^2\Big|_0^{|s|} = -\pi e^{-i\varphi_s}|s| = -\pi\bar{s}$. (core)

Все равно $\int_{(dot)} d^2\vec{\rho}\frac{1}{(\bar{z}-\bar{s})} = -\pi\bar{s}$, как ранее. Это за счет области $\rho\le|s|$, которая хотя и мала, но не совпад. с v.core.

$F_{ST} \sim \int_{dot} d^2\vec{\rho}\sin^2\theta\frac{\partial P}{\partial s} = \int_{dot} d^2\vec{\rho}\frac{\partial P}{\partial s} - \int_{core} d^2\vec{\rho}\cos^2\theta\frac{\partial P}{\partial s} = -\frac{i}{2}\pi\bar{s} - \int_{(core)} d^2\vec{\rho}\, m_z^2\frac{\partial P}{\partial s}$

Ср. 10/III $I_c(s) = \int_{(core)} d^2\vec{\rho}\, m_z^2\frac{\partial P}{\partial s} = -\frac{i}{2}\int_{(core)} d^2\vec{\rho}\frac{(1-\rho^2)}{(z-s)(s\bar{z}-1)}\left(\frac{1-f\bar{f}}{1+f\bar{f}}\right)^2 = \int_{(core)} d^2\vec{\rho}\frac{F(z\bar{z}s\bar{s})}{(z-s)}$

$F(z\bar{z},s\bar{s}) = -\frac{i}{2}\frac{(1-|z|^2)}{(s\bar{z}-1)}\left(\frac{1-f\bar{f}}{1+f\bar{f}}\right)^2$, Fu. зная в $I_c(s)$ за счет $z=s$ в $F(z\bar{z})$.

$F(s\bar{s},s\bar{s}) = -\frac{i}{2}\frac{(1-|s|^2)}{[|s|^2-1]} = |f(s)=0| = \frac{i}{2}$. $I_c(s) \approx \frac{i}{2}\int_{(core)} d^2\vec{\rho}\frac{1}{(\bar{z}-\bar{s})}$

$F_{ST} \sim \frac{i}{2}\int_{(dot)} d^2\vec{\rho}\left(\frac{\partial P}{\partial s}\right)^0\frac{1}{(\bar{z}-\bar{s})} - I_c(s) \approx \frac{i}{2}\int_{(dot)}\frac{d^2\vec{\rho}}{(\bar{z}-\bar{s})} - \frac{i}{2}\int_{(core)}\frac{d^2\vec{\rho}}{(\bar{z}-\bar{s})} \approx 0$ (?).

Не должно $-I_c(s) \approx -\frac{i}{2}\int_{core}\frac{d^2\vec{\rho}}{(\bar{z}-\bar{s})} = \frac{i}{2}\pi\bar{s}$, $I_c(0) = +\frac{i}{2}\int_{(core)} d^2\vec{\rho}\frac{(1-\rho^2)}{(\text{много изб.})}\frac{(1-\rho^2/c^2)^2}{(1+\frac{\rho^2}{c^2})^2} = 0$

Eq. Vortex core - p.f. model

$f(\bar{z}) = -\frac{i}{c}\alpha\frac{1}{(1+s\bar{s})}(z-s)(\bar{s}z-1)$ — ур-е v. core $|f|^2=1$, $\zeta = z-s$

т.к. $\bar{s}z = \bar{s}(\zeta+s) \to |f(\zeta)|^2 = \frac{1}{c^2}|\zeta|^2\left[\bar{s}\zeta+|s|^2-1\right]^2 = 1\cdot(1+s\bar{s})^2$

$(\bar{s}z-1)(s\bar{z}-1) = |s|^2|z|^2 - s\bar{z}-\bar{s}z+1 = |s|^2(\zeta+s)(\bar{\zeta}+\bar{s}) - s(\bar{\zeta}+\bar{s}) - \bar{s}(\zeta+s)+1 = |s|^2[\zeta\bar{\zeta}+s\bar{\zeta}+\bar{s}\zeta+s\bar{s}] - s\bar{\zeta}-\bar{s}\zeta-2s\bar{s}+1$

ур. v. core $|\zeta|^2\left[|s|^2\zeta\bar{\zeta}+(|s|^2-1)(s\bar{\zeta}+\bar{s}\zeta)+(1-s\bar{s})^2\right] = c^2(1+s\bar{s})^2$

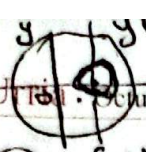
$x0y$, центром в т. $z=s$ | $\rho'^2\left[|s|^2\rho'^2+2(|s|^2-1)|s|\rho'\cos(\varphi'-\varphi_s)+(1-s\bar{s})^2\right] = c^2(1+s\bar{s})^2$

Escaneado con CamScanner

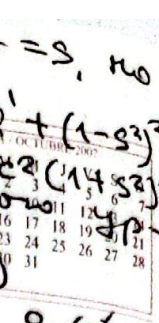
Escaneado con CamScanner

можно не только $x'Oy'$ а произвольно в $z=s$, но

9 направив $Ox' \parallel \vec{s}$, т.е. $\varphi_s = 0$.



ур. границы core $\rho'^2\left[s^2\rho'^2 - 2s(1-s^2)\rho'\cos\varphi' + (1-s^2)^2\right] = c^2(1+s^2)^2$. пусть корень



задан $\rho_1(\varphi')$. $\int_{core} d^2\vec{\rho}(\dots) = \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_0^{\rho_1(\varphi')} d\rho' \rho'(\dots)$

$\rho_1(\cos\varphi')$ четная функция φ'.

$\frac{1}{(\bar{z}-\bar{s})} = \frac{1}{\bar{z}} = \frac{z}{|z|^2} = \frac{1}{\rho'} e^{-i\varphi'}$. $\int_{core} \frac{d^2\vec{\rho}}{(\bar{z}-\bar{s})} = \int_0^{2\pi} d\varphi' \cos\varphi' \int_0^{\rho_1(\varphi')} d\rho' =$

$= \int_0^{2\pi} d\varphi' \cos\varphi' \rho_1(\varphi')$. при $s=0$, $\rho_1 = c$ и $\int_0^{2\pi} d\varphi' \cos\varphi' \rho_1 = 0$

$\rho_1^0(\varphi') = c + s f_1(\varphi')$. $(c^2 + 2cs f_1)\left[-2sc\cos\varphi' + 1\right] = c^2$.

$-2sc^3\cos\varphi' + 2cs f_1 = 0$, $f_1 = c^2\cos\varphi'$ и $\rho_1(\varphi') = c + sc^2\cos\varphi'$

$\int_{core} \frac{d^2\vec{\rho}}{(\bar{z}-\bar{s})} = \int_0^{2\pi} d\varphi' \cos\varphi' \left[c + sc^2\cos\varphi'\right] = sc^2\pi$. в ин. порядке по s.

$\rho_1(\varphi') = c + sc^2\cos\varphi' + s^2 f_2(\varphi')$. $\rho_1^2 = c^2 + s^2c^4\cos^2\varphi' + 2sc^3\cos\varphi' + 2cs^2 f_2 + O(s^3)$

$\left(c^2 + 2sc^3\cos\varphi' + s^2c^4\cos^2\varphi' + 2cs^2 f_2\right)\left[s^2c^2 - 2s\cos\varphi'(c + sc^2\cos\varphi') + 1 - 2s^2\right] = c^2(1+2s^2)$, s^2: $2cf_2 + c^4 - 2c^4\cos^2\varphi' - 2c^2 - 4c^4\cos^2\varphi' + c^4\cos^2\varphi' = 2c^2$. Видно $f_2(\varphi')$ содержит $(\cos\varphi')^0$ и $\cos^2\varphi'$, т.е. f_2 не дает вклада в $\int_0^{2\pi} d\varphi' \cos\varphi' \rho_1(\varphi')$.

$2cf_2 + c^4\left[1 - 5\cos^2\varphi'\right] - 2c^2 = 2c^2$, $f_2 \approx 2c$, $c^2 \ll 1$.

$\rho_1(\varphi') = c + sc^2\cos\varphi' + 2cs^2 + O(s^3)$ ~граница core в сист. коорд. с $z=s$

$\int_{core} \frac{d^2\vec{\rho}}{(\bar{z}-\bar{s})} = \int_0^{2\pi} d\varphi' \cos\varphi' \rho_1(\varphi') = sc^2\pi + O(s^3)$.

$I_c(s) = \int_{(core)} d^2\vec{\rho}\, m_z^2 \frac{\partial\Phi}{\partial s} = \int_{(core)} d^2\vec{\rho} \frac{F(z\bar{z})}{(\bar{z}-\bar{s})}$, $F(z\bar{z}) = F(s\bar{s}) + F_z'(z-s) + F_{\bar{z}}'(\bar{z}-\bar{s}) + \dots$

$I_c(s) \approx \int_{(core)} \frac{d^2\vec{\rho}}{(\bar{z}-\bar{s})}\left[F(s\bar{s}) + F_z'(z-s)\right] = F(s\bar{s}) \int_{core} \frac{d^2\vec{\rho}}{(\bar{z}-\bar{s})} + F_z'(s\bar{s}) \int_{core} d^2\vec{\rho} =$

$= \frac{i}{2}\left[sc^2\pi + O(\rho^3)\right] - \frac{i}{2}\frac{\bar{s}}{[1-|s|^2]} A_c(s)$, $A_c \cong \pi c^2(1+|s|^2)^2$ площадь core

$A_c(s) = \int_{core} d^2\vec{\rho} = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\rho_1(\varphi)} d\rho\,\rho = \frac{1}{2}\int_0^{2\pi} d\varphi\, \rho_1^2(\varphi) = \frac{1}{2}\int d\varphi\left[c^2 + s^2c^4\cos^2\varphi + 2cs^2 \cdot 2c\right] =$

$= \pi c^2 + s^2c^4\frac{\pi}{2} + 4c^2s^2\cdot\frac{2\pi}{2} \approx \pi c^2\left[1 + 4s^2\right] + O(s^3)$.

$I_c(s) = \frac{i}{2}\pi c^2\left[s - \bar{s} + O(s^3)\right]$ – видно вклад v. core $\int_{core} d^2\vec{\rho}\, m_z^2 \frac{\partial\Phi}{\partial s} \sim$

$\sim \pi c^2$ авт. малый по сравн. с $\int_{core} d^2\vec{\rho} \frac{\partial\Phi}{\partial s} = -\frac{i}{2}\pi\bar{s}$, т.к. $c^2 \ll 1$.

так если нет аномалий в теле $\sim s^3$ и проходит $F(z\bar{z})$ де-

Composición donde mas подынтегральной функции при $z=s$.

$F_{ST} \sim -\frac{i}{2}\pi\bar{s}$ определяется не v. core, а обл. $\rho \le S$, т.е.

282/83 площадью v. core orbit (!)

$F_{ST} \sim \int_{dot} d^2\vec{\rho} \frac{\partial\Phi}{\partial s} \sim \int_{dot} \frac{d^2\vec{\rho}}{(\bar{z}-\bar{s})}$ – основной вклад в F_{ST} все же дает

вклады v. orbit окрестности v. core ($z=s$), точнее $\zeta = z - s \sim c^2$. $F_{ST} \sim \frac{1}{c^2}\int_{core} d^2\vec{\rho} \sim \frac{1}{c^2}\pi c^2 \sim \pi$.

Полезно (Дважды): $\int_0^{\pi} d\varphi \frac{(S - \rho\cos\varphi)}{\rho^2 + S^2 - 2\rho S\cos\varphi} = \left\{\begin{matrix} \pi/S, & S > \rho \\ 0, & \rho > S \end{matrix}\right\} = \frac{\pi}{S}\Theta(S-\rho)$

$F_{ST} = aL\int_{dot} d^2\vec{\rho}\sin^2\theta \frac{\partial\Phi}{\partial s} = aL\left(-\frac{i}{2}\pi\bar{s}\right) + O(c^2) = -aL\frac{\pi}{2}(s_y + is_x)$.

$\frac{\partial}{\partial s} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial}{\partial s_x} - i\frac{\partial}{\partial s_y}\right) \Rightarrow \vec{F}_{ST} = aL\int_{dot} d^2\vec{\rho}\sin^2\theta\left(\frac{\partial\Phi}{\partial s_x}, \frac{\partial\Phi}{\partial s_y}\right) = aL\pi(-s_y, s_x) = \pi aL\left(\hat{z}\times\vec{s}\right)$

Escaneado con CamScanner

совпали с расчетом F_{ST} Gus' J. Phys. CS '2011. Проверить почему? Ведь ранее совпали (!?) (уже и. назад)

A совпали $\int d^2\vec{s}\, \frac{\partial \varphi}{\partial \vec{s}} = 0$ и т.д.

1) F_{ST} $A_{core}^{z}(\cdot)$ не считая, считаем в программу (спика).

$F_{ST}^{1} = aL\hat{z}\cdot\int d^2\vec{s}\,[\vec{m}\times\frac{\partial\vec{m}}{\partial s_\alpha}]$, Note! $\vec{m} = \vec{m}_0 + \frac{\partial\vec{m}}{\partial s_\beta}s_\beta$ и если $\int d^2\vec{s}\,[\vec{m}_0\times\frac{\partial\vec{m}}{\partial s_\alpha}]=0$,

$F_{ST}^{1} = aL\hat{z}\cdot\int d^2\vec{s}\, s_\beta\left[\frac{\partial\vec{m}}{\partial s_\beta}\times\frac{\partial\vec{m}}{\partial s_\alpha}\right] = -aL s_\beta\int d^2\vec{s}\left(\frac{\partial\vec{m}}{\partial s_\alpha}\times\frac{\partial\vec{m}}{\partial s_\beta}\right)_z$ Asteardena

Miércoles

аналогия по структуре тензор $G_{\alpha\beta}\sim\int d^2\vec{s}\,\vec{m}\cdot\left[\frac{\partial\vec{m}}{\partial s_\alpha}\times\frac{\partial\vec{m}}{\partial s_\beta}\right]$,

вклад в $G_{\alpha\beta}$ вносит v.core с $m_z\neq 0$, т.е. член $\sim m_z\left(\frac{\partial\vec{m}}{\partial s_\alpha}\times\frac{\partial\vec{m}}{\partial s_\beta}\right)$.

это плюс данный подход с $\vec{m} = \vec{m}_0 + \frac{\partial\vec{m}}{\partial s_\beta}s_\beta$.

Отправил 2nd presentation на LiH-ST-vortex в JAP. с Л. и А. к сравнению на Aduarreta (ничего серьезного со стороны). Также Versba-заголовки по Magnonics SD_1 - dots. Обсуждение с Окс. кривой v.core $|S(z,s,c)|=1$.

$|s|\to s$, $c(1+s\bar{s})\to c'$, $\varphi_s=0$, $s'\to 0$. Ур-е v.core pole-free model

$\rho^2[s^2\rho^2 + 2s(s^2-1)\rho\cos\varphi + (1-s^2)^2] = c'^2$ = кой сечение по ρ.

$\cos\varphi(\rho) = \frac{1}{2s(s^2-1)\rho}\left[\frac{c'^2}{\rho^2} - s^2\rho^2 - (1-s^2)^2\right]$, $s\to 0$ не имеет смысла для $\cos\varphi$.

$f(z) = i\frac{c}{c}[z - s' - \bar{s}'z^2]$, $\zeta = z - s'$, $z^2 = (\zeta+s')^2 = \zeta^2 + 2\zeta s' + s'^2$, $s'\to s$

$f(\zeta) = \frac{i}{c}[\zeta - \bar{s}'(\zeta^2 + 2\zeta s' + s'^2)]$, $c^2|f(\zeta)|^2 = [\zeta - \bar{s}(\zeta^2+2\zeta s+s^2)]\times$

$\times[\bar{\zeta} - s(\bar{\zeta}^2 + 2\bar{\zeta}\bar{s} + \bar{s}^2)] = \zeta\bar{\zeta} - s(|\zeta|^2\bar{\zeta} + 2|\zeta|^2 s + \bar{s}^2\zeta) - \bar{s}(|\zeta|^2\zeta +$

$+2|\zeta|^2\bar{s} + s^2\bar{\zeta}) + s\bar{s}(\zeta^2+2\zeta s+s^2)(\bar{\zeta}^2+2\bar{\zeta}\bar{s}+\bar{s}^2)$

$c^2|f(\zeta)|^2 = \rho^2 - \rho^2(s\bar{\zeta}+\bar{s}\zeta) - 2\rho^2(s^2+\bar{s}^2) - |s|^2(\bar{s}\zeta+s\bar{\zeta}) + |s|^2\times$

$\times[\rho^4 + 2\rho^2\zeta\bar{s} + \bar{s}^2\zeta^2 + 2\rho^2\bar{\zeta}s + 4\rho^2|s|^2 + 2\zeta\bar{s}|s|^2 + s^2\bar{\zeta}^2 + 2\bar{\zeta}s|s|^2 + |s|^4]$

можно описать v.core с точностью до s^4.

$c^2|f(\zeta)|^2 = \rho^2 - 2\rho^3|s|\cos(\varphi-\varphi_s) - 4\rho^2|s|^2\cos 2\varphi_s + 2|s|^3\rho\cos(\varphi-\varphi_s) +$

$+|s|^2[\rho^4 + 4\rho^3|s|\cos(\varphi-\varphi_s) + 2|s|^2\rho^2\cos 2(\varphi-\varphi_s) + 4\rho^2|s|^2] + O(s^5)$

$\varphi_s=0$: $c^2|f(\zeta)|^2 = \rho^2 - 2\rho|s|(\rho^2+|s|^2)\cos\varphi - 4\rho^2|s|^2 +$

$+|s|^2[\rho^4 + 4\rho^3|s|\cos\varphi + 2|s|^2\rho^2\cos 2\varphi + 4\rho^2|s|^2] = c^2 = |$ур.v.core$| =$

$= \rho^2(1-4|s|^2) + |s|^2\rho^2(\rho^2+4|s|^2) + 2|s|\rho\cos\varphi[-\rho^2-|s|^2+2\rho^2|s|^2] + 2|s|^4\rho^2\cos 2\varphi$

$|f(\zeta)|^2 = 1$ ур. core в мин. по $|s|$ приближ. $\rho^2(1-2|s|\rho\cos\varphi) = c^2$, $s' = \frac{s}{(1+s\bar{s})}$

$\rho_1^2(\varphi) = \frac{c^2}{1-2|s|c^2\cos\varphi} = c^2(1+2|s|c^2\cos\varphi)$, $\rho_1(\varphi) = c + |s|c^2\cos\varphi$ как ранее

граница v.core

(1/I) С Л. в Erostki "Urbil. Семинар Nobel Prize Physics 2004 Winner F. Wilczek: на пересечении физики и философии. Диссер. Jamali. E-mails to Melkov и Slavin. Также Magnonics SD_1 paper by Versba

(3/I) CFM Seminar J. Aizpurua – "Nanoplasmonics" – Клас. расчеты $\varepsilon(\omega)$ в рамках эл-ки и модели Друде, но квантовые при сближении частиц (сфер) при расстоянии $\leq 5\text{Å} = 0.5$ нм (quantum tunneling, включается в damping модели Друде $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega+i\beta)}$). Эксп. – сближение AFM tips. Частота плазм. колебаний сильно зависит от расстояния между частицами. Магнетизм на них ($\mu=1$), но есть колебания маг. поля.

CAU спросим by e-mail: согласен ли я чтоб XLAN заменил mother board's los

Орг. постановка границы V. core pole free model, разложим по s^4:

Urria · Octubre

11

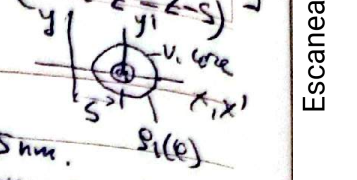
$$\rho_1(\varphi) = c + sc^2\cos\varphi + \frac{1}{2}s^2c\left[4 - c^2 + 5c^2\cos 2\varphi\right] + s^3\left[c^2(5+3c^2)\cos\varphi + 2c^4\cos 3\varphi\right] + s^4\left[2c + c^3(6+10\cos 2\varphi) + \frac{7}{64}c^5(35+60\cos 2\varphi + 33\cos 4\varphi)\right]$$

Это все в системе координат centered at $z = s$ (т.е. $z' = z - s$)

Ostrzyna Jueves

В цилиндре shifted vortex core с $Ox' \parallel \vec{s}$ ($\varphi_s = 0$).

$$\int_{(V.core)} d^2\vec{\rho}\, F(\vec{\rho}) = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\rho_1(\varphi)} d\rho\,\rho\, F(\rho,\varphi)$$ - можно вычислить, вделяя $\theta(1-|\xi|^2)$.



Две nanopillars с $R \simeq 100$ nm, $L = 5-10$ nm, $R_c \simeq 10-15$ nm.

$c = R_c/R = 0.10 - 0.15$ (типичное). $\rho_1(\varphi)$ найдено с точн. до s^4.

Все интегралы по V. core удобно брать в смещ. системе координат $x'Oy'$ с $\xi = z - s$. Граница core в $x'Oy'$ есть $\rho_1(\varphi)$.

В $x'Oy'$ $\left(\frac{\partial\rho}{\partial s}\right) = -\frac{i}{2}\frac{(1-\rho^2)}{(\xi-s)(s\bar{\xi}-1)} = -\frac{i}{2}\frac{[1-|\xi+s|^2]}{\xi[s(\bar{\xi}+s)-1]} = -\frac{i}{2}\left[1-(\xi+s)(\bar{\xi}+s)\right] \times$

$$\times \bar{\xi}\left[s(\xi+s)-1\right]\frac{1}{|\xi|^2\left(s(\bar{\xi}+s)-1\right)\left(s(\xi+s)-1\right)} = -\frac{i}{2}\left[1-\xi\bar{\xi}-s\bar{s}-\xi s-\bar{\xi}s\right] \times$$

$$\times\left[|\xi|^2\bar{s}+|s|^2\bar{\xi}-\bar{\xi}\right]\frac{1}{|\xi|^2}\frac{1}{\left[|s|^2(\xi+s)(\bar{\xi}+\bar{s}) - s\bar{\xi} - |s|^2 - \bar{s}\xi - |s|^2 + 1\right]}, \quad \rho' = |\xi|, \ \varphi' \to \varphi.$$

$$\frac{\partial\rho}{\partial s} = -\frac{i}{2}\frac{\left[1-\rho'^2 - 2\rho'|s|\cos(\varphi-\varphi_s) - |s|^2\right]\left[\rho'^2\bar{s} + \bar{\xi}(|s|^2-1)\right]}{\rho'^2\left[|s|^2\rho'^2 + 2|s|\rho'(|s|^2-1)\cos(\varphi-\varphi_s) + (|s|^2-1)^2\right]}, \quad \xi = \rho' e^{i\varphi}$$

для shifted $x'Oy'$ с $\xi = z - s$

Пусть $\varphi_s = 0$, хотя интересно $F_{ST}(\varphi_s)$ проследить.

В MathCad числ. расчет $F_{ST} = (aL)\left(\int_{(dot)} d^2\vec{\rho}\,\sin^2\theta\frac{\partial\rho}{\partial s} = \int_{(вне\,core)} d^2\vec{\rho}\frac{\partial\rho}{\partial s} + \int_{(core)} d^2\vec{\rho}\sin^2\theta\frac{\partial\rho}{\partial s}\right)$

В аналит. расчете $F_{ST} = \int_{dot} d^2\vec{\rho}\frac{\partial\rho}{\partial s} - \int_{core} d^2\vec{\rho}\cos^2\theta\frac{\partial\rho}{\partial s}$, что для числ. расчета неудобно, т.к. $\frac{\partial\rho}{\partial s} \sim \frac{1}{(\xi-s)}$ сингул. при $z = s$. Поэтому числ. рассматривает $\int_{вне\,core} d^2\vec{\rho}\frac{\partial\rho}{\partial s}$ и $\int_{core} d^2\vec{\rho}\sin^2\theta\frac{\partial\rho}{\partial s}$, где $\sin^2\theta \sim |s|^2 \sim |z-s|^2$ гасит сингулер. в core.

В core $\sin^2\theta = \frac{4|s|^2}{[1+|s|^2]^2}$, $|s(\xi)|^2 = \frac{1}{c^2}\frac{1}{(1+s\bar{s})^2}\left[|s|^2\rho'^2 + 2|s|\rho'(|s|^2-1)\cos(\varphi-\varphi_s) + (|s|^2-1)^2\right]\rho'^2$

В $x'oy'$ $\int_{(core)} d^2\vec{\rho} = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\rho_1(\varphi)} d\rho'\rho'$. $\rho_1(\varphi) = f_c(\cos\varphi)$ или $f(\cos(\varphi-\varphi_s))$ явн. задана функцией от φ в $x'Oy'$

$\bar{\xi} = \rho' e^{-i\varphi} = \rho'\cos\varphi - i\rho'\sin\varphi = \rho'\cos\varphi$ не имеет $\mathrm{Im}(\cdot)$ - внимание! — нет см.↑

$$F_{ST}(core) = \int_{(core)} d^2\vec{\rho}\sin^2\theta\frac{\partial\rho}{\partial s} = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\rho_1(\varphi)} d\rho\rho' \frac{4|s(\xi)|^2}{[1+s\bar{s}]^2}\left(-\frac{i}{2}\right)\frac{\left[1-\rho'^2-2\rho'|s|\cos\varphi-|s|^2\right]\left[\rho'^2\bar{s}+\rho'\cos\varphi(|s|^2-1)\right]}{c^2(1+s\bar{s})^2|s(\xi)|^2}$$

$$\rightarrow F_{ST}(core) = \frac{(-2i)e^{-i\varphi_s}}{c^2(1+s\bar{s})^2}\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\rho_1(\varphi)} d\rho\rho \frac{\left[1-\rho^2-2\rho|s|\cos\varphi-|s|^2\right]\left[\rho^2\bar{s}+\rho\cos\varphi(|s|^2-1)\right]}{\left[1+|s(\xi)|^2\right]^2}$$

Здесь можно оставить $\cos(\varphi-\varphi_s)$ в $\rho_1(\varphi)$ и подынтегр. функции, чтоб проследить $F_{ST}(\varphi_s)$. Видно $F_{ST}(core) \sim ie^{i\varphi_s} \equiv \sin\varphi_s + i\cos\varphi_s \sim (i\cdot\bar{s})$.

Обсудил. Оксанкиной поездки в Porto с Юрой и Гришей. Из-за трудностей с Residence отложим ее на Nov. 1-30. Юра послал request за жилье. Ожидаем наших орг. после 10 Oct. Для удобства можно и Cash/check и запросим это to avoid bank transfer. Thesis Jamali.

(4/X) Числ. расчет $F_{ST}(core)$ by MathCad. Затем MS Verba SD_1 - SD_{11} dots Switching. Pers. PhD thesis Jamali, E-mail to Verba с вопросами по MS. Анализ new citations на Web of Sci.

Escaneado con CamScanner

Escaneado con CamScanner

12

Переписка с Verduci и Тишиным по поводу PhD enrollment: Verduci надо сделать enrollment до Oct. 9, несмотря на Erasmus Stipend. Urija

из Nature Com.: я обожаю 2nd рецензию paper на Midgiotis. // Письмо из UPV о возможности участвовать в Arantxa (new entrants с Nov. 15, 2012). Принесли чисел. Днем раньше, закинув motherboard (все ок, но нет Internet connection) Glinda Глеб: он не прошел на Portugal Proj. с Ирландией, но обещал FRC Grant. Результаты FMR stripes принимает для Arantxa. до 1.5 дня прочел только Dussaux' PRB'12 (и не понял), Introduction, ST-vortex не написала и $W_{Oe}(S)$ - nonlin. не вычислила, сбивает интеграл по Bre-core области с $m_x + i m_y = w$.

$\frac{\partial \Phi}{\partial s} \sim [\bar{s}^2 \bar{s} + \bar{z}(|s|^2 - 1)] = \bar{s}^2 |s| e^{i\varphi_s} + \bar{s}(|s|^2 - 1) e^{-i\varphi} = e^{-i\varphi_s} \times$

$[\bar{s}^2 |s| + \bar{s}(|s|^2 - 1) e^{-i(\varphi - \varphi_s)}] = e^{-i\varphi_s} [\bar{s}^2 |s| + \bar{s}(\cdot) \cos(\varphi - \varphi_s) - i \bar{s}(\cdot) \sin(\varphi - \varphi_s)]$

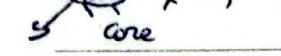
$\sin(\varphi - \varphi_s)$ не дает вклада при интегр. тог по $(\varphi - \varphi_s)$ функции по $\int d\varphi$.

$\sim e^{-i\varphi_s} [\bar{s}^2 |s| + \bar{s}(|s|^2 - 1) \cos(\varphi - \varphi_s)]$, $-i e^{-i\varphi_s} = -i(\cos\varphi_s - i \sin\varphi_s) \sim (-\sin\varphi_s - i \cos\varphi_s)$

$F_{ST}^x \sim (-\sin\varphi_s) \sim (-S_y)$, $F_{ST}^y \sim (-\cos\varphi_s) \sim S_x$. $\sim F_{ST}$

граница dot в $x'Oy'$: $\bar{s}^2 = 1 = |z|^2 = (z + s|^2 = s'^2 + 2s'|s|\cos(\varphi - \varphi_s) + |s|^2$

$s(\varphi) = -2s\cos\varphi + \sqrt{1 - s^2 \sin^2\varphi}$



$z = z' = z - s$.

(1-1) Численные расчеты Math Cad показали $F_{ST}(core) \sim O(c^2)$ мало по сравн. с $F_{ST}(Bre\ core)$.

$F_{ST}(core^{Bre}) = -i\frac{\pi}{2}\bar{S} = F_{ST}(dot)$, т.к. $\int_{(core)} d^2\bar{s} \frac{\partial \Phi}{\partial s} \sim (c^2)$ очень мал, $c = \frac{Re}{R} \approx 0.1$.

Следует $F_{ST}(S) = -\frac{i}{2}\pi\bar{S} + c^2 F_{ne}(S) \approx -\frac{i}{2}\pi\bar{S}$ + (малая nonlin. добавка)

и $\vec{F}_{ST} = \pi a \nabla(\hat{z} \times \vec{X})$ в лин. приближении, сводясь к $\vec{F}_{ST}$ - Gus', J. Ph.'11

$F_{ST} \sim \frac{\partial \Phi}{\partial s} \sim \frac{1}{2}\left(\frac{\partial}{\partial s_x} - i\frac{\partial}{\partial s_y}\right)\Phi \sim \frac{1}{2}(F_{ST}^x - i F_{ST}^y) \sim -\frac{i}{2}\pi\bar{S} = -\frac{1}{2}\pi(S_y + iS_x)$

$F_{ST}^x \sim \pi(-S_y)$, $F_{ST}^y \sim \pi(S_x)$, $F_{ST} \sim \pi(\hat{z} \times \vec{S}) = \pi(-\hat{x} S_y + \hat{y} S_x)$

$\int_{(core)} d^2\bar{s} \frac{\partial \Phi}{\partial s}$ - мал, поскольку $\frac{\partial \Phi}{\partial s} \sim \frac{1}{(z-s)}$ имеет полюс при $z = s$ в vortex core.

Проверить $\int d^2\bar{s}$ (core), внимательно рассм. окрестность $z \approx s$.

Тоже PRL'09, PRB'10, IEEE TM'10 papers by S. Zhang и Tserkovnyak 285/80
на маг. texture generated topol. fields, которые приводят к перенормировке v. damping в LLG и $\vec{G}$-вектор (малая поправка).
General idea: в FM-metals (обычно) из-за topol. fields есть доп. вклады в m-equation of motion, $\sim \partial\vec{m}/\partial x_k$. Damping в LLG возникает из-за доп. topol. spin currents, переносимых e^--проводимостью.

Larunbata · Sábado Domingo · Igandea

(2-1) переписка с Тишиным и Verduci (Julian советует отказ от enrollment до конца Ph.D. stipend, до 31 Oct. at least). Тарантулова прислала мне на Fulbright Recom. letter. Подпис. Recom. lett. Тарантулова. Все написала слабонимое Introduction по Nonlin. Vortex STNO, обсужд. relevant papers с ней. E-mails to Oec. Чубыкало: Ikerbasque одобрило ей запрос на Recom. lett. до 15 Oct., прислала ей вывод non-linear F_{ST} и D. $W_{Zeem}(S)$ - non-lin. Oec. записала, но не поспит. Звонил 10. Погорелов: Oec. дают комнату в Residence in Porto на Nov. 1-30 (или Nov. 1, 200€/month. Прислал appl. form Зеемон. Oec. в Porto. Делал invit. letter. Тема: "Gauge fields in Spintronics".

Semana 42 Aste 42

(9/X) Закончил и submitted Fulbright Recom. Letter for Tordella/Bottaro

Беседа с Julian: 1) новостей о Verduci нет; 2) Окс. в Порто на 1 мес. на Fulbright
3) Angel получил запрос из Ikerbasque на Evaluat. Letter 2 недели назад;
4) Юра послал ему мой file о моих результатах 2009–12; 5) Комплекс
Мелкову и Верже можно процитировать paper Physica D, Shut
Тема ERC grants. Мне подходит Advanced Grant (€2,5 M,
срок до 5 лет). Deadline is Nov. 22, 2012 на гранты ERC-2013.

15 October

Беседа с Окс.: 1) $W_{0z}(s)$ формально имеет S^4-член, но S^4 и S^6 имеют разные знаки и хорошо компенсируют друг друга, $\Rightarrow$ S^2-приближ. достаточно и сходится с Khvalkovskii' PRB'09 без учета core. V. Core дает поправку $\leq 5\%$ ($s \leq 0.6$)
2) Попутно показано, что $G_z(s)$ не имеет S^2-члена в разложении
3) Наличие идеи поездки в Porto, Nov. — Gauge field application для вывода $\hat{D}$-damping, G_z и F_{ST} в nanopillar с 1-им и 2-мя free layers
4) Обсужд. Slonczewski-windmill in STNO — Sluka' ArXiv' Dec. 2011 и related papers (Bazaliy' JNN'2008, Wang' IEEE TM' 2011) — сделал sem. talk по windmills.
5) Срочно ей подать Residence appl. to Porto и запрос на командир.

Note: При расчете $W_{0z}(s)$ nanopillar в виде различных по S^2, члены $\sim S^4$ и S^6 имеют $\int_0^1 \frac{ds}{s^2}$, $\int_0^1 ds \frac{1}{s^4}$ и непонятно как MATHEMATICA обходится с такими сингул. интегралами (интегр. $\vec{m}$ - вне core по всему dot). Проверить $W_{0z}(s)$, См. Nov. 2009.

Note: F_{ST} и $W_{ST} \sim \vec{M} \times (\vec{M}_2 \times \vec{M}_1)$ - в виде Слончевского могут быть неверны для strongly-non uniform (vortex) $\vec{m}(\vec{r},t)$ как для one-free layer, так и 2-free layers dynamics // Вывести W_{ST} из gauge field

(10/XI) E-mails to Faik (ICNM'2013 Conf. invitation in Sept. 1-5, 2013) и Окс. 4. о non-linear F_{ST} и $\hat{D}$-damping для vortex STNO. Защита Редди — Dec. 17, 2012, Saclay (invited).

Крит. тема: 2D windmill STNO и Vortex-windmill STNO Papers by Bazaliy' JNN'08 (arXiv) и Sluka-Hertel' ArXiv - Dec. 2011.

Windmill у Bazaliy похожа на нереалистичное (marginal) решение

В preprint Sluka-Hertel много крит. неточностей (m-coupling слоев Fe в Fe/Ag/Fe pillar не учтен при $d_{Ag}=6$ nm всего). Верить можно лишь эксперименту, где в зависим. от знака тока I видно две разные частоты, которые различаются $\approx$ в 1.5 раза ($L_2/L_1 = 5/3$).

GMR-тех эксп. всегда один, что можно объяснить $GMR(t) \sim \cos(\omega_1 - \omega_2)t$
Сом. (t) Gus' JSM'12 - double V. dynamics. Vortex windmill с $\Delta\Phi = const$ в расчетах Gus' APL'12

→ ST-term in LLG. Сом. Tatara' Phys. Rep. 2008 из Gauge field можно вывести ST-Hamiltonian $\mathcal{H}_{ST} = \frac{\hbar P}{2e} \int d^3\vec{x} (1-\cos\Theta)(\vec{j} \cdot \nabla\Phi)$,
где $\vec{m}(\Theta,\Phi)$, Θ,Φ are spherical angles of magnetization $\vec{m}(\vec{x},t)$.

При CPP в nanopillar $\vec{j}$ (плотн. эл. тока) $= j_z \hat{z}$ и
288/77
$\mathcal{H}_{ST} = \frac{\hbar P}{2e} \int d^3\vec{x} (1-\cos\Theta) j_z \frac{\partial\Phi}{\partial z} = 0$, т.к. полагаем $\vec{m} \neq f(z)$, $\frac{\partial\Phi}{\partial z} = 0$.
Может для CPP $\mathcal{H}_{ST}$ надо учитывать иначе? $\frac{\partial\Phi}{\partial z} \to \frac{\partial\Phi}{\partial s}$? Ll6 (Θ,Φ)

Seminar подгруппы (Арентхи, Окс., Aiping, Virginia): доклад Оксаны и Slonczewski "windmill STNO" по критике Sluka'2011. Надо было написать Hst Slonc. и дать Refs на Bazaliy'07 и Sluka'2011, Легко видеть, что у авторов в интерпретации верно, что сомнительно / не доказано, что неверно

Escaneado con CamScanner

Escaneado con CamScanner

11/X Расчет с Circ. $G_z(s)$ с топ. до s^2; вычислено есть и в публикации в суперкомпьютере non-linear. Дарсиз. PhD thesis Jaime Urria (D. Шубников – Россия) Py circular dots. Domain of vortex propagation of vortex pairs signal propagation

12/X new point topol. field: "Emergent electrodynamics"

13/X написание Nonlin.-vortex ST dyn. paper. Dos. thesis Jamali.

15 Топол. $\vec{E}$ и $\vec{B}$ – поля (magnetic texture) $\vec{m}$. Topological fields

Ср. 24-25/III, 6/IV 2009г. Volovik '87: $E_j = \frac{1}{2}\vec{m}\cdot(\vec{m}\times\partial_j\vec{m})$ – эл. поле топ. до множителя $(\hbar/e)$ $\vec{E}$ уже собирался – Zhang, PRL '2009,

$\vec{E} = \frac{\hbar}{2e}\sin\theta(\dot{\theta}\nabla\Phi - \dot{\Phi}\nabla\theta)$. $B_i = -\frac{\hbar}{2e}\varepsilon^{ijk}\vec{m}\cdot(\partial_j\vec{m}\times\partial_k\vec{m})$

$B_z = -\frac{\hbar}{2e}\vec{m}\cdot\left(\frac{\partial\vec{m}}{\partial x}\times\frac{\partial\vec{m}}{\partial y}\right) = -\frac{\hbar}{2e}\sin\theta(\nabla\theta\times\nabla\Phi)_z$, $\vec{B} = -\frac{\hbar}{2e}\sin\theta(\nabla\theta\times\nabla\Phi)$

Интересно что если rigid v. model $\theta(\vec{r}-\vec{X}(t))$, $\Phi(\vec{r}-\vec{X}(t))$, то $\vec{E} = \vec{X}\times\vec{B}$, т.е. топол. эл. поле $\vec{E}$ – это плотность флюорса, т.к. $G_z = \frac{M_s L}{\gamma}\left(\frac{2e}{\hbar}\right)\int d^2\vec{s}\, B_z$ и $\vec{E} = \hat{x}\dot{y}B_z - \hat{y}\dot{x}B_z$, $\vec{B} = (0,0,B_z)$ для 2D problem.

$\int d^2\vec{s}\,\vec{E} = (\vec{X}\times\hat{z})\int d^2\vec{s}\,(\vec{B})_z = (\vec{X}\times\hat{z})\Phi_0 pq = (\vec{X}\times\hat{z})\frac{\hbar}{2e}\frac{\gamma}{M_s L}G_z = (\vec{X}\times\vec{G})\frac{\hbar}{2e}\frac{\gamma}{M_s L}$

$\int_{G2e} d^2\vec{s}\,|\vec{E}| = \pi R_0^2|\langle\vec{E}\rangle| = |\vec{X}|\Phi_0 = \omega_0|\vec{X}|\Phi_0$. $\Phi_0 = \frac{hc}{2e}(CrC) = 2\cdot10^{-7}\,G\cdot cm^2$ (SC)

$\langle|\vec{E}|\rangle \approx \frac{1}{\pi R_0^2}\omega_0|\vec{X}|\Phi_0 \approx \left||\vec{X}|\sim R_c\right| \approx \frac{300\ MHz}{\pi\cdot 10\ nm}\,2\cdot10^{-7}\,G\cdot cm^2 \approx$

$\approx \frac{10^2\cdot10^6\,\frac{1}{s}}{10\cdot10^{-7}\,cm}\,2\cdot10^{-7}\,G\cdot cm^2 = 2\cdot10^7\,G\cdot\frac{cm}{s} = 2\cdot10^3\cdot T\cdot\frac{cm}{s} \approx 20\cdot\left(\frac{T\cdot m}{s}\right) \approx$

$\approx 20\,\frac{V}{m}$. Voltage $V_c \approx \langle E\rangle\cdot R_c = 20\left(\frac{V}{m}\right)10\cdot10^{-9}\,m \approx 0.2\,\mu V$ – вполне измеримая величина, см. 6/IV 2009г. Сложнее: $\vec{E}$ – сосредоточено в vortex core.

$\frac{\partial\Phi}{\partial x_\alpha} \neq -\frac{\partial\Phi}{\partial X_\alpha}$, $\frac{\partial\theta}{\partial x_\alpha} \neq -\frac{\partial\theta}{\partial X_\alpha}$ в общем случае, т.к. θ,Φ не есть $f(\vec{x}-\vec{X})$, кроме rigid v. model.

$B_z = -\frac{\hbar}{2e}\vec{m}\cdot\left(\frac{\partial\vec{m}}{\partial x}\times\frac{\partial\vec{m}}{\partial y}\right)$, $G_z \sim \vec{m}\cdot\left(\frac{\partial\vec{m}}{\partial s_x}\times\frac{\partial\vec{m}}{\partial s_y}\right)$, $\vec{s} = \vec{X}/R$, и не будет вычисляться $G_z \sim \int d^2\vec{s}\,B_z$ кроме rigid v. model.

В вычислении топол. полей сила $\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}$, а в eq. Thiele $G_z \sim \frac{\partial}{\partial s_x}\frac{\partial}{\partial s_y}$.

SZhang' IE³TM' 2010: Additional Damping in conducting FMd. Addit. damping

Eq. Thiele $G_{z\beta}\dot{X}_\beta + F_d - [D_{d\beta} + \Gamma_{d\beta}]\dot{X}_\beta = 0$, $D_{d\beta}$ – обычное damping LLG

$D_{d\beta} = \frac{\alpha M_s L}{\gamma}\int d^2\vec{s}\,\frac{\partial\vec{m}}{\partial X_\alpha}\cdot\frac{\partial\vec{m}}{\partial X_\beta}$, $\propto \Gamma_{d\beta}$ – доп. damping из-за e-проводимости

$\Gamma_{d\beta} = \frac{\gamma M_s L}{\gamma}\int d^2\vec{s}\left[\vec{m}\cdot\left(\frac{\partial\vec{m}}{\partial x}\times\frac{\partial\vec{m}}{\partial s_\alpha}\right)\vec{m}\cdot\left(\frac{\partial\vec{m}}{\partial x}\times\frac{\partial\vec{m}}{\partial s_\beta}\right) + \vec{m}\cdot\left(\frac{\partial\vec{m}}{\partial y}\times\frac{\partial\vec{m}}{\partial s_\alpha}\right)\vec{m}\cdot\left(\frac{\partial\vec{m}}{\partial y}\times\frac{\partial\vec{m}}{\partial s_\beta}\right)\right]$,

$\gamma = \mu_B\hbar\sigma_0/(2e^2M_s)$, σ_0 is the conductivity of ferromagnet, $\gamma \sim 0.1\text{–}10/nm^2$. (Fe, Co, Ni),

ex: resistivity $\rho_0 \sim 1\text{–}10\,\mu\Omega\cdot cm$.

$\Gamma_{dd} = \frac{\gamma M_s L}{\gamma}\int d^2\vec{s}\left[\left\{\vec{m}\cdot\left(\frac{\partial\vec{m}}{\partial x}\times\frac{\partial\vec{m}}{\partial s_\alpha}\right)\right\}^2 + \left\{\vec{m}\cdot\left(\frac{\partial\vec{m}}{\partial y}\times\frac{\partial\vec{m}}{\partial s_\alpha}\right)\right\}^2\right]$.

→ В Γ_{dp} надо перейти к θ, Φ или сразу к $W, \bar{W}$ для практических вычислений в рамках pole-free v. model.

$\left\{\vec{m}\cdot\left(\frac{\partial\vec{m}}{\partial x}\times\frac{\partial\vec{m}}{\partial s_2}\right)\right\}^2 = \sin^2\theta\left(\frac{\partial\theta}{\partial x}\frac{\partial\Phi}{\partial s_2} - \frac{\partial\theta}{\partial s_2}\frac{\partial\Phi}{\partial x}\right)^2$, использовали $|a\times b|^2 = a^2b^2 - (a\cdot b)^2$

17 $\Gamma_{dd} = \frac{\gamma M_s L}{\gamma}\int d^2\vec{r}\,\sin^2\theta\left[\left(\frac{\partial\theta}{\partial x}\frac{\partial\Phi}{\partial s_2} - \frac{\partial\theta}{\partial s_2}\frac{\partial\Phi}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial\theta}{\partial y}\frac{\partial\Phi}{\partial s_2} - \frac{\partial\theta}{\partial s_2}\frac{\partial\Phi}{\partial y}\right)^2\right]$

$\Gamma_{dd} = \frac{\gamma M_s L}{\gamma}\int d^2\vec{r}\,\sin^2\theta\left(\frac{\partial\Phi}{\partial s_2}\nabla\theta - \frac{\partial\theta}{\partial s_2}\nabla\Phi\right)^2$, $\nabla = \hat{x}\frac{\partial}{\partial x} + \hat{y}\frac{\partial}{\partial y}$.

Asteazkena • Miércoles

Видно, что additional damping связан лишь с vortex core $\theta \neq \pi/2$. Т.к. addit. damping имеет topol. происхождение, а topol. поля $\neq 0$ в v.core.

(15/X) Заказали report PhD thesis M-Jamali, отсканировал его и послал в Сингапур с предлож. оплатить гонорар by bank transfer в Euros. E-mail to Оксана и Р. Иванов с вопросами по simul. V. dot chain.

Лит. обзор по Topological fields: Topolog. fields

1) Takeuchi · JPSJ' 2012 — общий вид topol. полей, токов, зарядов
2) Oke 'APL'09 — simulations of e.m.f. induced by v.core dynamics
3) Yamane' PRL '2011 — exp. FMR по набл. e.m.f. in comb-structure
4) Tserkovnyak 'PRB'08 — общие формулы topol. полей
5) Lucassen 'PRB'11 — расчет/simul. e.m.f. generated by moving vortex

Обсуждение „Non-lin. vortex" MS с Окс. Расширила Introduction и добавила files $G_z(S)$ и $W_{0e}(S)$. $|S|^2$-член в $W_{0e}(S)$ дозаказан, а $|S|^4$-член в $G_z(S)$ так и не посчитала.

Чтение и comments к MS by Verba „Switching of SD$_1$ dot arrays"

(16/X) Видела в Pagola, 11. кв. 94 м², 455 k Euro, маленькие спальни и кухня, а гостиная посреди кв. площади

Написание Non-lin V. ST dynamics" MS. Объяснение Окс. topol. fields и необходимости посчитать topol. damping Γ_{dp} из-за e⁻ проводимости.

(16/X) Задан Окс. расчет Γ_{dd} - topol. для vortex state и дан Refs по gauge fields. В Сорбоне Г. Мелкова. Ело меню и Р. Верба в Amara plaza и довез на такси в Casa de Talento, где и посетил. Прощание и Super Amara с ними.

(17/X) В UPV с Мелковым и Вербой. Ресторан „Lugaritz" вчетвером (сэкс.) Г. Мелков - задачи для меня: 1) посчитать ω_{10} в vortex state для разных β и сравн. с его экспериментом, где ширина h_2^{ν} другие; 2) объяснить падение мощности Pont - Sci. Rep. '12 магнонного спутера с ростом времени ожидания в слабом поле. Окс. посчитала $\Gamma_{xx} \approx 10^{-3}$ << $2\alpha\omega$ для FeNi.

(18/X) Дискуссия с Мелковым и Вербой в Casa de Talento": многомодовое описание ST-induced dynamics in" mag. dots. Гл. идея — спектр SW дискретен, но аппарат — нерезонансное параметрическое возбуждение соб. мод, когда возможно рассогласование частоты возбужд. силы и частоты SW. Формализм Захарова-Львова. У Славина-Тиберкевича — одномодовый подход, в этом

U(R) — теория туннельного диода с нелинейным сопротивлением R(a)!

$R(a) = R_0 + R_1 a^2 + R_2 a^4$, a - амплитуда колебаний, $R_0 < 0$.

12 Apr. • Semana 14a I

Escaneado con CamScanner

Обсужд. с Вербой. Заголовки PRB по switching из $FM_\perp \to AF_\perp$ chessboard by in-plane field. Упорядоч. hexagonal $SD_\perp$ dot array. Октябрь 2013 — 2014 работ по границ. нанокам. Заголовки Огнев-Славин-Верба по $H_n(N)$ mod. field of $N \times N$ FeMi dot array. Вроде ясно. $H_n(N)$ осциллирует. Предполагается описание H_n как поля где $\omega(k)$ - гапсова краевой collective mode dot array — H_z. k или n при конечном N дискретное и $\omega(k_n^N, H)$. $\omega(k_n^N, H) \to H_n(N)$ осциллирует.

Осмотр квартир в доме II Heritz на Lugaritz: а) 2C – 81 m², 393 k€ - гостиная, большой коридор, гран. master bed room; с) 2B – 79 m² - 373 k€, кривой коридор, мал. кухня, шикарные спальни. Разговор с Глебом: 680 € моих сбер. может привезти, приедет ~ 11-25 ноя., скажет сколько ещё и его postdoc нашли. адресных travel гранта. Глеб Согласился подавать ERC-grant в 2013 и новой темой "Gauge fields in Spintronics", подумает об ведущ. энергр.

Главн. недостатки работы Верба-Славин: предполагаемые инфо от universal mode для $SD_\perp$ - dots с $R \geq 10$ nm, $L \sim 50$ nm, в поле H_x. Узнать у них: Мелков с женой и Верба.

Прислали Reviewer's reports по обеим Multiple-papers из Phys. Rev. B. Положит. отзывы, но major revisions. Предлагают обе работы объединить.

С Л. и Ю. на сессии укр. Consulate в Amaro, San Sebastian. Юля взяла на себя, получила справку об браке (2€) и попросила справку - свидетельство заверен. укр. консулом, что она не замужем (60€). Может понадобиться свежий (не > 3 мес.) свид. о рождении.

Подготовил по запросу Г. Мелкова Word-file о thermal relaxation of SD state of circ. dot (зависимость FMR-output power от Δt после выключения in-plane mag. field saturated the sample).

Обсужд. с Г. Мелковым вывода non-lin. Thiele eq. для вортех. (мысли для гаит — феномен., т.к. микроскопической теории damping вортех за счет SW не существует. Расскажем о gen. damping term ~ (производная). Подгот. appl. на возмещение билетов обсужд. передники PRB – Multiple papers с Окс., и сов.-описания от Fe-in-plane – chessboard for $SD_\perp$ single dot. dot array с Вербой. Мелкову и Верба.

Верба сам (~ 11^{00} – 11^{30}) ушел в UPV, не спрашивая ни Мелкова, ни меня, не звонивших в кв. Мелкова. // Отдал Мелкову file по V. barriers (Part (A))

Обсужд. с Мелковым eq. Thiele для Вортех и Энергетич. барьеров 291/74 для вортех instead of M(H). Julian предложил орг. interview с Мелков для „Diario Vasco". Окс. сказ. на почевала 22/23/Ē-дома, а в Канаш, из-за ссоры с соседом. Пришла в UPV ~ в 12^{00}. освобо-дили ее для поиска квартиры. Обсужд. $\langle \dots \rangle$ - среднего по конфиг.(?) по paper-Verba, $\langle \dots \rangle$ сводится к $\langle h^2 \rangle = dT\delta(t-t')$ сред. от fluct. field в LLG. Заполучили хеверный энерг. барьер в Verba-Ms, а Верба на-шел и исправил там ошибку.

Беседа с Julian об interview (Список вопросов) и комплекс. Верба (на обед с Julian) Обсужд. с Мелков моей APL'11 по v. barriers. Ответили на вопр. interview Мелковой ответы и послал по Julian. С Мелковым в Gorbeia - Erroski.

Octubre · Urria

Jueves · Osteguna

Sampra · Asie 42

(12/XI) С А. В Wobil „Eroski". Разбрахме с Citi Bank, отказаха 226.20 $ credit card до Nov. 18. по тел. и Skype с Dec. начех Multipole-PRB. Ова изписания 11-12/XI (1) версии of revised MS. Пароход цикъл 13/XI, 18/XI.

23 ФГ $G_{zz}(z,z')$ для DW-nanotubes.

$$G_{zz}(\vec r,\vec r') = -\frac{\partial^2}{\partial z\partial z'}\frac{1}{|\vec r-\vec r'|},\quad \frac{1}{|\vec r-\vec r'|} = \int dk\, e^{-k|z-z'|}\sum_\mu e^{i\mu(\varphi-\varphi')} J_\mu(kg) J_\mu(kg')$$

$$H_z(g,\varphi,z) = \int d^3\vec r'\, G_{zz}(\vec r,\vec r')\, M_z(\vec r'),\quad M_z = M_z(z)\ \text{только}$$

Astcartea · Martes

$$H_z(\vec r) = \int dz'\left[\int dg'g'd\varphi' G_{zz}(\vec r; g',\varphi',z')\right] M_z(z') = \int dz'\, g_{zz}(\vec r, z') M_z(z')$$

$$h_z = \frac{1}{M_s}\langle H_z(g,\varphi,z)\rangle_{g,\varphi} = \int dz'\left[\langle g_{zz}(g,\varphi,z;z')\rangle_{g,\varphi}\frac{M_z(z')}{M_s} = \int dz' g(zz') m_z(z')\right.$$

$$\int\frac{d\varphi'}{2\pi} G_{zz}(\vec r,\vec r') = -\frac{\partial^2}{\partial z\partial z'}\int\frac{d\varphi'}{2\pi}\int dk e^{-k|z-z'|}\sum_\mu e^{i\mu(\varphi-\varphi')} J_\mu(kg) J_\mu(kg') =$$

$$= -\frac{\partial^2}{\partial z\partial z'}\int dk\, e^{-k|z-z'|} J_{\mu=0}(kg) J_0(kg'),\quad M_z = M_z(z') \Rightarrow H_z(g,z)\ \text{без}\ \varphi.$$

Зависим. и $\langle\dots\rangle_\varphi$ не нужно.

$$H_z(g,z) = \int dz' M_z(z')\int_{R_1}^{R_2} dg'g'(-2\pi)\frac{\partial^2}{\partial z\partial z'}\int dk e^{-k|z-z'|} J_0(kg) J_0(kg')$$

$$\langle\dots\rangle_g = \frac{2}{(R_2^2-R_1^2)}\int_{R_1}^{R_2} dg\, g(\dots),\quad h_z(z) = \frac{1}{M_s}\langle H_z(g,z)\rangle_g = \left|\ \text{ }\ \right| =$$

$$= (-2\pi)\frac{2}{(R_2^2-R_1^2)}\int dz' m_z(z')\int_{R_1}^{R_2} dg\, g\int_{R_1}^{R_2} dg'g'\frac{\partial^2}{\partial z\partial z'}\int dk e^{-k|z-z'|} J_0(kg) J_0(kg')$$

$$\int_{R_1}^{R_2} dg\, g J_0(kg) = \frac{1}{k^2}\int dx\, x J_0(x) = \frac{1}{k^2} x J_1(x)\Big|_{R_1}^{R_2} = \frac{g}{k} J_1(kg)\Big|_{R_1}^{R_2} = \frac{1}{k}\left[R_2 J_1(kR_2) - R_1 J_1(kR_1)\right]$$

$$h_z(z) = \frac{(-4\pi)}{(R_2^2-R_1^2)}\int dz' m_z(z')\frac{\partial^2}{\partial z\partial z'}\int dk e^{-k|z-z'|}\frac{1}{k^2}\left[R_2 J_1(kR_2) - R_1 J_1(kR_1)\right]^2$$

$$\to g(zz') = \frac{(-4\pi)}{(R_2^2-R_1^2)}\frac{\partial^2}{\partial z\partial z'}\int dk e^{-k|z-z'|}\frac{1}{k^2}\left[R_2 J_1(kR_2) - R_1 J_1(kR_1)\right]^2$$

? $\frac{\partial^2}{\partial z\partial z'} e^{-k|z-z'|} = +k^2 e^{-k|z-z'|} - a_k\delta(z-z')$, нещо в расчетите (998-99)

$$W_m = -\frac{1}{2}\int dz\, H_m(z) M_z(z) = -\frac{1}{2}\int dz dz' g(zz') M_z(z) M_z(z'),\quad \theta = \theta(z)$$

$$W = \int dz\left[A(\nabla\theta)^2 + K_1\sin^2\theta - \frac{1}{2} H_m(z) M_s\cos\theta\right],\quad H_m(z) = \int dz' g(zz') M_s\cos\theta(z')$$

(12-13/XI) Написване отговор Referees Multipole-PRB и version of the text. The joint paper is re-submitted. Обсъждане с Фархад M-dynamics in F/N/F (b) double-vortex dots.
E-mails to Krawczyk (Europ. grant-travel), Melkov (v. barriers), Зона консултация Mikuszeit – Ramon y Cajal, Dec. – Multipole PRB.

(14/XI) NanoGune Workshop по Nanolithogr. + докл. Фархада и Леседа с R. Nikulina по 10 nm Co-Bars Kerr M(H) – APL' 2012. Обсъжд. с Julian appl. Mikuszeit и Virginia, с Arantxa – скоро писма FMR stripe paper to JAP по ее email. без отг. с Горски Нотар. – об оплата сут. и разни по gauge fields (нощна работилница), Dec. – по damping, gauge fields, Multipole-PRB и ек. въпроси. E-mails to Динамор MUS (Опт. 980 € вместо S$500 ≈ 320 €) и Airbus

(15/XI) Изпращам А. в Киев + с собой 900$, 40€ и 400 UAH. Звънна А. Лексеевой – Madrid касае Ю. Сирбеви о брака ~ А. Дуб (Опал дерм. реконструкция) Отвърна на V. barriers въпроси Мелкова и послах ему revised file. E-mail с фанфари из „Oso de Talento"!

$$I_{000} = \int dk e^{-k|z-z'|} J_0(kg) J_0(kg') = \frac{2}{\pi\sqrt{gg'}} K(x),\quad x^2 = \frac{4gg'}{(g+g')^2+|z-z'|^2}$$

Escaneado con CamScanner

DW in nanotubes.

$$W = \int dz \left[A(\nabla\theta)^2 + A\sin^2\theta(\nabla\varphi)^2 + K_1\sin^2\theta - \frac{1}{2}H_m(z)M_s\cos\theta(z) \right]$$

$$W_{ex} = A\sum_d (\nabla m_d)^2 = A\left[\left(\frac{\partial m_\rho}{\partial \rho}\right)^2 + \left(\frac{\partial m_\varphi}{\partial \rho}\right)^2 + \left(\frac{\partial m_z}{\partial \rho}\right)^2 + \left(\frac{\partial m_\rho}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial m_\varphi}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial m_z}{\partial z}\right)^2 + \frac{1}{\rho^2}\left\{ \left(\frac{\partial m_\rho}{\partial \varphi} - m_\varphi\right)^2 + \left(\frac{\partial m_\varphi}{\partial \varphi} + m_\rho\right)^2 + \left(\frac{\partial m_z}{\partial \varphi}\right)^2 \right\} \right]$$

DW in thin nanotube с $m_\rho = 0$, и $\vec{m} = \vec{m}(z)$ только (assumption)

$$W_{ex} = A\left[\left(\frac{\partial m_\varphi}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial m_z}{\partial z}\right)^2 + \frac{1}{\rho^2} m_\varphi^2 \right], \quad m_z = \cos\theta, \; m_\varphi = \sin\theta$$

$$W_{ex} = A\left[\left(\frac{\partial\theta}{\partial z}\right)^2 + \frac{\sin^2\theta}{\rho^2} \right], \text{ член с } \sin^2\theta \text{ нашли в } K_{ex}\text{-анизотр.}$$

$$W[\theta(z)] = \int dz \left[A\left(\frac{\partial\theta}{\partial z}\right)^2 + K_1\sin^2\theta - \frac{1}{2}M_s H_m(z)\cos\theta(z) \right] \quad \frac{d}{dz}\frac{\partial W}{\partial \theta'} - \frac{\partial W}{\partial\theta} = 0$$

$$2A\theta'' - K_1\sin 2\theta - M_s^2\sin\theta(z')\int dz' g(zz')\cos\theta(z') = 0, \quad \frac{2K_1}{M_s^2} = h_a, \; k_e = \frac{M_s}{M_s}$$

$$k_e\theta'' - h_a\sin\theta\cos\theta - \sin\theta\int dz' g(zz')\cos\theta(z') = 0 \quad \text{DW } \theta(z)$$

$$-\frac{\partial^2}{\partial x^2}e^{-k|x|} = -k^2 e^{-k|x|} + k e^{-k|x|}2\delta(x) = -k^2 e^{-k|x|} + 2k\delta(x)$$

$x = z - z'$, $-\frac{\partial^2}{\partial x^2} = \frac{\partial^2}{\partial z \partial z'}$, $\frac{\partial^2}{\partial z\partial z'}e^{-k|z-z'|} = -k^2 e^{-k|z-z'|} + 2k\delta(z-z')$

$$g(zz') = \frac{(-4\pi)}{(R_2^2 - R_1^2)}\int \frac{dk}{k^2}\left[R_2 J_1(kR_2) - R_1 J_1(kR_1)\right]^2\left[-k^2 e^{-k|z-z'|} + 2k\delta(z-z')\right]$$

Пусть $R_1 = 0$ (cylinder) $\quad g(zz') = -4\pi\int \frac{dk}{k^2}\rho J_1^2(k\rho)\left[-k^2 e^{-k|z-z'|} + 2k\delta(z-z')\right]$

$$g(zz') = \underset{R_2 = R}{4\pi}\int_0^\infty dk\, J_1^2(kR)\, e^{-k|z-z'|} - 8\pi\int \frac{dk}{k} J_1^2(kR)\,\delta(z-z'), \quad \int_0^\infty \frac{dx}{x} J_1^2(x) = \frac{1}{2}$$

$$g(zz') = -4\pi\delta(z-z') + 4\pi\int_0^\infty dk\, J_1^2(kR)\, e^{-k|z-z'|}, \quad kR = x$$

$$g(z-z') = -4\pi\delta(z-z') + \frac{4\pi}{R}\int dx\, J_1^2(x)\, e^{-x|z-z'|/R}, \quad \frac{|z-z'|}{R} \le \frac{2L}{R}$$

Вторая член $\ln x|_{x\to\infty}$ log-расходится при $|z-z'| = 0$. $J_2 \sim \frac{1}{R}\ln|z-z'|$

$J_2 \sim \frac{1}{R}\ln L/R \to 0$ при $R\to\infty$ (infinite film), $g(zz') = -4\pi\delta(z-z')$ torque

$$g(zz') = \frac{(-4\pi)}{(R_2^2 - R_1^2)}\left[-\int_0^\infty dk\, e^{-k|z-z'|}\left[R_2 J_1(kR_2) - R_1 J_1(kR_1)\right]^2 + 2\int\frac{dk}{k}[\dots]^2\delta(z-z') \right]$$

$$J_2 = \int\frac{dk}{k}[\cdot]^2 = \int\frac{dk}{k}\left[R_2^2 J_1^2(kR_2) + R_1^2 J_1^2(kR_1) - 2R_1R_2 J_1(kR_2)J_1(kR_1)\right]$$

$$J = \int_0^\infty \frac{dk}{k} J_1(kR_1)J_1(kR_2) = \left|\text{Conway '2001}\right| = \frac{1}{2}\left[\frac{|R_2^2 - R_1^2|}{2R_1R_2}\Lambda_0(|\beta|,k) + \frac{R_1}{R_2}\right], \; R_1 < R_2$$

$$\beta = \operatorname{arcsin}\frac{z}{\sqrt{(\;\cdot\;)}}\Big|_{z=0} = 0. \quad \Lambda_0(0,k) = \frac{2}{\pi}\left[E(k)F(0,k') + K(k)E(0,k') - K(k)F(0,k')\right]$$

$k'^2 = 1 - k^2$, $F(\varphi,k) = \int_0^\varphi \frac{d\alpha}{\sqrt{1-k^2\sin^2\alpha}}$, $E(\varphi,k) = \int_0^\varphi d\alpha\sqrt{1-k^2\sin^2\alpha}$. $F(0,k) = E(0,k) = 0$

$$J_2 = R_2^2\frac{1}{2} + R_1^2\frac{1}{2} - 2R_1R_2\cdot\frac{1}{2}\frac{R_1}{R_2} = \frac{1}{2}(R_2^2 - R_1^2)$$

$$g(zz') = \frac{4\pi}{(R_2^2 - R_1^2)}\int dk\, e^{-k|z-z'|}\left[R_2 J_1(kR_2) - R_1 J_1(kR_1)\right]^2 - 4\pi\delta(z-z')$$

m. hornal nanotube

$$J_1 = \int dk\, e^{-k|z-z'|}\left[R_2^2 J_1^2(kR_2) + R_1^2 J_1^2(kR_1) - 2R_1R_2 J_1(kR_1)J_1(kR_2)\right]$$

$$I_{(011)} = \int ds\, J_1(sR)J_1(sz)e^{-s|z|} = I_{011}(R,z,|z|) = \frac{1}{\pi k\sqrt{zR}}\left[(2-k^2)K(k) - 2E(k)\right]$$

$$k^2 = \frac{4zR}{(z+R)^2 + z^2}\cdot \int_0^\infty dk\, e^{-k|z-z'|}J_1^2(kR) = \frac{1}{\pi kR}\left[(2-k^2)K(k) - 2E(k)\right], \; k^2 = \frac{4R^2}{4R^2+\pi^2}$$

$$J_1 = R_2^2 \times I_{011}(R_2R_2z) + R_1^2 I_{011}(R_1R_1z) - 2R_1R_2 I_{011}(R_1R_2z), \quad k'^2 = \frac{(R_2-R_1)^2 + (\pi z)^2}{(R_2+R_1)^2 + (\pi z)^2}$$

Octubre · UDAW nanotubes 24

Escaneado con CamScanner

$$g(zz') = -4\pi\delta(z-z') + \frac{4\pi}{(1-\xi^2)}\int dk\, e^{-k|z-z'|}\left[J_1(kR_2) - \xi J_1(kR_1)\right]^2$$

Urria 2 Octubre

$\beta = L/R_2$, $kR_2\beta = t$, $kR_1 = \xi t$, $kz = kR_2\, z/R_2 = t\frac{z}{L}\beta$

25

$$g(zz') = -4\pi\delta(z-z') + \frac{1}{R_2}\frac{4\pi}{(1-\xi^2)}\int dt\, e^{-\beta t|z-z'|/L}\left[J_1(t) - \xi J_1(\xi t)\right]^2$$

Obs. $R_2 = R$ и z' в eq. L (length nanotube): $g(zz') = -4\pi\delta(z-z') + \frac{4\pi}{R(1-\xi^2)}\int dt\, e^{\beta t(z-z')}\left[J_1(t) - \xi J_1(\xi t)\right]^2$

Segunda · Jueves

$$g(zz') = -4\pi\delta(z-z') + \frac{4\pi\beta}{(1-\xi^2)}\int_0^\infty dt\, e^{-\beta t|z-z'|}\left[J_1(t) - \xi J_1(\xi t)\right]^2, \quad \beta = \frac{L}{R} > 1$$

$$g(zz') = -4\pi\delta(z-z') + \frac{4\pi\beta}{(1-\xi^2)}\left[F(1,1,\beta|z-z'|) + \xi^2 F(\xi,\xi,\beta|z-z'|) - 2\xi F(1,\xi,\beta|z-z'|)\right] \quad \xi = \frac{R_2}{R} < 1$$

$$F(x,x',z) = I_{01}(x,x',z) = \frac{1}{\pi k\sqrt{xx'}}\left[(2-k^2)K(k) - 2E(k)\right], \quad k^2 = \frac{4xx'}{(x+x')^2+z^2}$$

Multiplication theorem $J_\nu(\lambda z) = \lambda^\nu \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!}\left[\frac{(1-\lambda^2)z}{2}\right]^n J_{\nu+n}(z)$. DW Nanotubes

$$J_1(\lambda z) = \lambda \sum_{n=0} \frac{z^n}{2^n n!}(1-\lambda^2)^n J_{n+1}(z).$$

$$\xi J_1(\xi t) = \xi^2 \sum \frac{t^n}{2^n n!}(1-\xi^2)^n J_{n+1}(t), \text{ мысль } \xi \to 1-0, \quad \xi J_1(\xi t) = \xi^2 J_1(t) + \frac{t}{2}(1-\xi^2)J_2(t) + \ldots$$

$$J_1(t) - \xi J_1(\xi t) \simeq (1-\xi^2)J_1(t) - \frac{t}{2}(1-\xi^2)J_2(t) - \ldots \simeq (1-\xi^2)\left[J_1(t) - \frac{t}{2}J_2(t)\right] - \ldots$$

$J_2 = \frac{2J_1}{x} - J_0$, $\frac{x}{2}J_2 - J_1 = \frac{x}{2}J_0$, $J_1(t) - \xi J_1(\xi t) \approx -(1-\xi^2)\frac{t}{2}J_0(t)$

$$J(\beta) = \int_0^\infty e^{-\beta t|z|}\frac{\left[J_1(t) - \xi J_1(t)\right]^2}{(1-\xi^2)} \underset{\xi\to 1}{\simeq} \frac{(1-\xi^2)}{4}\int_0^\infty dt\, e^{-\beta t|z|} t^2 J_0^2(t)$$

Видно $g(z-z') \approx -4\pi\delta(z-z') + O(1-\xi^2)$, $\xi \to 1-0$, если только $|z-z'| \neq 0$.

$\xi \to 1-0$ соотв. пленке сверхпроводника в вакуум, естественно $M_{zz} \to 0$

$$k'^2 = 1 - k^2 = \frac{(1-\xi)^2 + \beta^2|z-z'|^2}{(1+\xi)^2 + \beta^2|z-z'|^2}$$ - аргумент $F(1,\xi,\beta|\Delta z|)$

$k'^2 = \frac{\beta^2|z-z'|^2}{4+\beta^2|z-z'|^2}$ и $k^2 = \frac{\beta^2|z-z'|^2}{4\xi^2+\beta^2|z-z'|^2}$ аргументы $F(1,1,\beta|\Delta z|)$ и $F(\xi,\xi,\beta|\Delta z|)$, соответственно.

Решение ур. для DW $\theta(z)$ зависит от граничных условий на торцах nanotube ($z = \pm L/2$): а) для $L/R \gg 1$ можно $m_z(\pm L/2) = \pm 1$; б) для $\frac{L}{R} \gtrsim 1$ можно взять (Ai Ping) $m_\varphi(\pm L/2) = \pm 1$ и $m_\varphi(z) = \text{th}(z/\delta)$

Функция $g(zz')$ имеет резкий max $\sim \ln|z-z'|$ в μm z от z', тем острее, чем $\xi = R_2/R$, ближе к 1 (это помимо $\delta(z-z')$ члена).

(16/XI) Беседа с Julian о Confirm letter / Form от UPV/EHU для RyC application Mikus. Julian прислал info о публ. группы за 2006-12, и я заполнил the application. Регистрирование докладов на conf. - 2013. Приглашение на подгот. Workshop в Poland, Poznan на Dec. 14. Переписка с Мелков. Составил и послал Abstract to Nano-PT по non-linear FMR. Обсужд. с Окс. non-lin. damping (не может быть вывешен из кантор. поля).

(17/XI) Расчет $W(S,H)$ и/п спиральной поля H в cylindr. dot. Послал comments to Мелков. New: два C-states в промежут. полях $H_c < H < H_n$.

(18/XI 2012) E-mails to Julian, Virginia, Krawczyk (о поездке в Poznan Dec. 13-16). Поиск билетов (надо разбить) Bilbao (Biarritz) ⇒ Paris и Paris ⇒ Poznan (low cost 13-16/XII)

→ Доделать и послать статьи до конца года 2012 (или раньше):

1) ~~European Trans. grant - Poland (M. Curie)~~
2) Non-lin. ST vortex dynamics (возм. + new damping) Окс.
3) Nanotube - DW с Ai-Ping to JAP
4) Stripe - FMR - magnonics с Arantxa
5) SW в vortex state, сравн. с эксп. Мелкова, vortex barriers
6) ~~Vortex dyn. as function MRFM-probe position, defects.~~
7) Сигналы в изолир. vortex dots с О. Чубыкало

Escaneado con CamScanner

Escaneado con CamScanner

26

Domingo · Igandea

28

Semana · Aste 43

Uria. Lunes

29

Astelekenia Lunes

Escaneado con CamScanner

$\Gamma_{dd} = \gamma \int d^2\vec{s} \sin^2\theta \left[\nabla\theta \frac{\partial\varphi}{\partial s_x} - \nabla\varphi \frac{\partial\theta}{\partial s_x} \right]^2 = \gamma \int d^2\vec{s} \left[\nabla\varphi \frac{\partial m_z}{\partial s_x} \div \nabla m_z \frac{\partial\varphi}{\partial s_x} \right]^2$ Dennis Garcia

$m_z = \cos\theta$ $\gamma \to (\gamma M_s t/\gamma)$. Эта формула совп. с 14/XI. Zhang 'PRL '09 (Eq. 11) приводит именно к закону Γ_{dd} – gauge damping

в rigid v. model $\frac{\partial\varphi}{\partial s_x} = -\frac{\partial}{\partial x_d}$ и $\nabla\theta \frac{\partial\varphi}{\partial s_x} - \nabla\varphi \frac{\partial\theta}{\partial s_x} = \nabla\varphi \cdot \frac{\partial\theta}{\partial x_d} \frac{\partial\varphi}{\partial s_x}$

$\Gamma_{xx} \sim \left[\nabla\varphi \frac{\partial\theta}{\partial x} - \nabla\theta \frac{\partial\varphi}{\partial x} \right]^2 = \left[\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x}\hat{x} + \frac{\partial\varphi}{\partial y}\hat{y}\right)\frac{\partial\theta}{\partial x} - \left(\frac{\partial\theta}{\partial x}\hat{x} + \frac{\partial\theta}{\partial y}\hat{y}\right)\frac{\partial\varphi}{\partial x} \right]^2 =$ Dennis Garcia

$= \left[\frac{\partial\varphi}{\partial y}\frac{\partial\theta}{\partial x} - \frac{\partial\theta}{\partial y}\frac{\partial\varphi}{\partial x} \right]^2 = \left[(\nabla\theta \times \nabla\varphi)_z \right]^2$ в соч. с Zhang – IEEE TM '2010.

и $\Gamma_{xx} = \Gamma_{yy}$ для cylindrical dot. // Zhang '2010 дает $\Gamma_{xx} \sim 1/r_c^2$ для Vortex DW in stripe, r_c – V. core radius.

Тождество $\vec{m} \cdot \left(\frac{\partial\vec{m}}{\partial x} \times \frac{\partial\vec{m}}{\partial y} \right) = \frac{\partial m_z}{\partial y}\frac{\partial\varphi}{\partial x} - \frac{\partial\varphi}{\partial y}\frac{\partial m_z}{\partial x}$, $m_z = \cos\theta$, $w = \operatorname{tg}\frac{\theta}{2} e^{i\varphi}$.

$\forall x, y$ из $\vec{m}(\cdot)$

Отредактир. и послал Oxc. Multipole-Abstract для Nano-PT Conf.

(24/XI) Послал Oxc. copy своего расчета Γ_{dd} – new damping, чтоб она напечатала. Послал Oxc. Recom. Letter для Nano PT – 2013 Conf. Славин прислал Дар. по non-lin. vortex coefficients. Arantxa прислала 2nd – draft stripes FMR, не дождавшись моего ответа на 1-ый (new Figs). Переписка с M. Krawczyk, Poznan. Послал Oxc. и Ю. Попкирову Sus'JAP'04 с ответом. по ур-я для $\Theta(S)$ и почему надо fit $R_c(I)$ – V. core. // Вернул Л. Obback отзыв ее странных eqs.

(25/XI) Работа над FMR-stripes paper. Обсужд. с Arantxa для SW, в Miramar. Update CV – 3 new Refs. Прислал Глеб: обсужд. семь возмож. ERC грантов и FMR-stripes paper.

(24-25/XI) С л. и Глебом в downtown, и Eroski "Urbil. Search с Глебом us и European (ERC) грантов, ближних к THz-Spintronics. Печать papers по теме. Ю. ужин дома.

(26/XI) обсуждение возможностей отметить pardiam Глеб с Arantxa, Patxi, и Julian. и Patxi и Julian служат; только по пассеру и ≤ 42€/день. В Miramar с Глебом. Search ~~THz~~ – Spintronics грантов. Согласился на запрос Оксаны Ч. приехать к нам 7–11 Jan. 2013. По Skype с Мелко: $W(S)$ и/или H_z нан. Мелков видит резкое уширение ΔH-FMR и/или H_c нан-вортех. Послал ему Sierra' IEEE TM-2008, где это наблюдалось, но не проинтерпретировано. // Лора Чикли послала 200€ по Л.-О. на Ю. платье.

(27/XI) Семинар Глеба: FMR in nano(stripes) wires и nanotubes, обсужд. FMR-stripes с Arantxa и Глеб. Update CV. Славин прислал Nonlin. Vortex-ST paper. Письма to Jolaubens и Krawczyk о поездках к ним. Skype с Oxc.: хочет вернуться 2 Dec. (?), Обсужд. $R_c(I)$ и Γ_{dd}-расчетов. $\Theta(S)$ – JAP'04

(28/XI) С л. в „Eroski" Urbil. Поиск и покупка билетов Paris → Berlin и Poznan' → Paris (Wizzair), переписка с Krawczyk. Послал to Slavin (AvBerlin) comments/suggestions по Vortex-Nonlin.-ST paper. // E-mail от Юли конкурсная обвес на per. Spanish Residence мне и А. не получен на 28/XI 17 г., позвонит когда. (29/XI) Купил билет Bilbao → Paris и резерв. Hotel в Paris-Orly. он будет. Переписка с deJaubens, он зарезерв. мне Hotel в Paris на 16–18/XII. Инф. написал, что получил Basque postdoc Fellowship. Revised FMR-stripes paper by Arantxa и послал ей.

303/62

(30/XI) Meeting с Arantxa по FMR-stripe paper. Skype-Обсуждение со Славин сост. paper по Non-lin. Vortex STO, он просил записать $W_z(\vec{X})$ в перп. поле H_z. В Nov. 2008, при подготовке deJaubens-PRL '09 с Васей я вывел $\omega_0(H_z) \sim (1 + PH_z/H_3)$ в тетради не записал (!?). Oxc. на Skype calls не ответил. Vortex dyn. in H_z

$W_z(H_z) = \frac{1}{2}\varkappa(H_z)|\vec{X}|^2$, $\varkappa(H_z) = \varkappa(0)\sin^2\theta$, $\cos\theta = H/H_3$ Согласно прикр. расчету вне core. вне core. Semana Santa

Далее $\varkappa(H_z)$ получено из $W = W_m + W_{ex} + W_z$, где $W_z(H_z)$ не зависело от $\vec{X}$ и W_m^{vol} и W_{ex} вне core содержат $m_\alpha m_\beta$ ($\alpha\beta$ = x,y,z) $W_m^{surface}(H_z)$ in-plane и $\sim \sin^2\theta$, т.к. $m_z = \cos\theta$.

Escaneado con CamScanner

С Л. по магнитам „S.Amera". H_z - hole driller ke только и/плюс

Vela $\chi(\vec{x})_{H_z}$ - given $W(\vec{x})$, но и на $W_{oe}(\vec{x}) \sim \int d^2\vec{s}\, m_e$.

31

$\vec{m} = (\sin\theta\cos\varphi, \sin\theta\sin\varphi, \cos\theta)$, $m_x + im_y = |w| e^{i\varphi}$

$|w|=1$ вне core. $|w| \to \sin\theta$, $m_x + im_y = \sin\theta\, e^{i\varphi}$

$\vec{m} = (\sin\theta\cos(\varphi-\varphi), \sin\theta\sin(\varphi-\varphi), \cos\theta)$, $m_s + im_\varphi = \sin\theta\, e^{i(\varphi-\varphi)}$

Аналогично $\theta(\vec{s},\vec{x})$ и $\Phi(\vec{s},\vec{x})$ вообще. Но считаем, что вне core $\theta \neq f(\vec{s},\vec{x})$ а зависит от H_z только. In-plane magnetization $m_x + im_y = \sin\theta(H_z) e^{ip[i\Phi(\vec{s},\vec{x},H_z)]}$ и m_x, m_y или $m_s, m_\varphi \sim \sin\theta(H_z)$. $\sin^2\theta = 1-\cos^2\theta = 1-m_z^2$.

Можно считать, что при $H_z \neq 0$, $m_\varphi \to \sin\theta(H_z) m_\varphi$ вне v. core, и $W_{oe}(0) \to W_{oe}(H_z) = W_{oe}(0)\sin\theta(H_z)$. Oe-field добавка в энергию $\Delta W_{oe} \sim$

$\sim \frac{W_{oe}(H)}{G(H)} \sim \frac{\sin\theta}{[1-p\cos\theta]}$. $1-p\cos\theta = \begin{cases} 2\sin^2\theta/2, & p=+1 \\ 2\cos^2\theta/2, & p=-1 \end{cases}$. $\Delta W(p=+1) \sim \frac{\sin\theta}{\sin^2\theta/2} \approx \operatorname{ctg}\frac{\theta}{2}$

$\Delta W(p=-1) \sim \frac{\sin\theta}{\cos^2\theta/2} = \operatorname{tg}\theta/2$. $\Delta W_{oe} \sim \left[\operatorname{ctg}\frac{\theta}{2}\right]^p$, $p=\pm1$ v.core polarization.

$\operatorname{ctg}\frac{\theta}{2} = \frac{1+\cos\theta}{\sin\theta} = \frac{1+h}{\sqrt{1-h^2}}$, $p=+1$. Или $\operatorname{tg}\frac{\theta}{2} = \frac{1-\cos\theta}{\sin\theta} = \frac{1-h}{\sqrt{1-h^2}}$, $p=-1$.

$\Delta W_{oe} \sim \frac{(1+ph)}{\sqrt{1-h^2}}$ где $p=\pm1$ и Eq. (21) - Dussaux' PRB'12 верное.

$W_{oe}(H_z) \sim \sin\theta(H_z) \sim \sqrt{1-h^2}$, $\cos\theta(h) = h$, $h = H_z/H_s$, вне v. core.

(2/XII) Update CW-statistics. разбор 1D-chain simulations с $p=(-1)^n$ by Yu. Ivanov (оказали поздно). w-спектры на каждом фазе явно показывают две eigenfrequencies ω_1 и ω_2 с $\Delta\omega/2\pi \approx 130$ MHz при $\omega_0 = 4.89$ GHz Simul. $\Delta\omega$ между bandwidth (с малым k) of chain и pair-splitting настоящими по pole-free и rigid v. model. $\Delta\omega_{pf} < \Delta\omega < \Delta\omega_{rv}$, возможно, надо ввести промежуточную модель shifted vortex, между pole-free и rigid vortex. В intermediate model (im) будут и объемные (как в p.f.) и surface (как в r.v.) models. 2-vortex с surf.charge

→ Идея: оставить two-vortex model типа pole-free, но перенормир. так, чтобы явно $(\vec{m}\cdot\vec{n})_S = (m_\varphi)_S \neq 0$, как в rig.v. model. (10/III ost.)

Pole free model $f(z) = \frac{C}{c}\left[iz + \frac{a}{2} - \frac{\bar{a}}{2}z^2\right]$ дает $m_s(\vec{s}) = \frac{C}{s^2}(s_y x - s_x y)(1-s^2)$

Замена $z \to z/\xi$ дает $m_s \sim (1-|z|^2/\xi^2)$, что $=0$ при $|z|=\xi>1$

$m_s|_S = m_s(|z|=1) = \frac{C}{|z/\xi|^2}\left(s_y\frac{x}{\xi} - s_x\frac{y}{\xi}\right)(1-|z/\xi|^2) = \frac{C\xi}{s^2}(s_y x - s_x y)(1-\frac{s^2}{\xi^2}) =$

$= C\xi(s_y\cos\varphi - s_x\sin\varphi)(1-s^2/\xi^2)_{s=1} \neq 0$.

Vol. $\underset{(p.f.)}{\operatorname{div}\vec{m}} = 2C(s_x y - s_y x)\frac{1}{|z|} \to \underset{(im.)}{\operatorname{div}\vec{m}} = 2C\left(s_x\frac{y}{\xi} - s_y\frac{x}{\xi}\right)\frac{1}{|z/\xi|} = \frac{2C}{s}(s_x y - s_y x)$ -

не изменился при $z \to z/\xi$.

Замена $z \to z/\xi$ в p.f.-model просто приводит к появлению surface charge $\sim (\xi^2-1)/\xi$. При $\xi=1$ (im.) переходит в (p.f.), а при $\xi \gg 1$ в (r.v.)-model.

Для single dot можно найти $W_m(\xi)$ и минимиз. по ξ.

304/61 $W_m = W_m^{vol} + W_m^{v\text{-}s} + W_m^{s}$, $W_m^{v}, W_m^{s} \geq 0$, а вот $W_m^{v\text{-}s}$ может < 0.

Ясно, что ξ_{min} и min $W_m(\xi)$ - single dot, но если есть, то ξ_{min} будет расти с усилением interdot coupling т.к. $W_{s_1 s_2}$ будет <0. Нужно вкл.

(3/XII) Приглашение на сем. в Barcelona (J. Tejada) на конец Jan. 2013 с докладом о нан. внутрен. поверхн. с Ним и Бил. Bill из comp. science? - что-то сушить. Arantxa! невероятный запрос в MEC про per diem португ. - по Travel grant. Запрос to Yulia - consumables of Res. applications.

Slavin: Верно ли в H_z, что $G'(H_z) = G(0)[1-p\cos\theta]$ и $G(0) = p\frac{M_s L}{s}2\pi$?

$G(s_z) \sim \int d^2\vec{s}\,\vec{m}\cdot\left(\frac{\partial\vec{m}}{\partial x}\times\frac{\partial\vec{m}}{\partial y}\right) = \int d^2\vec{s}\sin\theta\left[\frac{\partial\theta}{\partial x}\frac{\partial\Phi}{\partial y} - \frac{\partial\Phi}{\partial x}\frac{\partial\theta}{\partial y}\right] = \int d^2\vec{s}\frac{\vec{m}}{s}\cdot\left(\frac{\partial\vec{m}}{\partial s}\times\frac{\partial\vec{m}}{\partial\varphi}\right) =$

44 Aste Semana

См. 17/VIII 012.

Escaneado con CamScanner

$\int d^2\vec{s}\,\frac{1}{s}\sin\theta\left[\frac{\partial\theta}{\partial s}\frac{\partial\varphi}{\partial\varphi}-\frac{\partial\varphi}{\partial s}\frac{\partial\theta}{\partial\varphi}\right] = \Big|\frac{\partial\varphi}{\partial s}=0 \text{ и } \frac{\partial\theta}{\partial\varphi}=0 \text{ centered vortex}\Big| = \int d^2\vec{s}\,\frac{1}{s}\left(\frac{\partial\cos\theta}{\partial s}\right)\cdot 1 =$

$= -2\pi\cos\theta\Big|_0^R = -2\pi\left[\cos\theta(R)-\cos\theta(0)\right] = -2\pi\left[\frac{H_z}{H_s}-P\right]$

$2\pi P\left[1-P\frac{H_z}{H_s}\right] = G(0)\left[1-P\frac{H_z}{H_s}\right]$ – верно, как в PRL'09 (вклад от outside v. core) не зависит от P, v. core polar.

Вопрос: если считать $G(H_z)$ для shifted vortex, не будет ли там s^2-членов? $\int_0^{R_c} ds\,g(\dots)$, т.к. $m_z = \text{const}$ вне core.

Вернемся к H_z ansatz v. core (11/VIII 09г.): $m_z(s) = m_z^0(s)\left[1-m_z^{out}P\right] + m_z^{out}$

$m_z^0 = \cos\theta_{vs} = P\frac{b^2-s^2}{b^2+s^2}$ – ansatz Ивана, $m_z^{out} = \cos\theta_0 = H_z/H_s$ – m_z вне v. core.

Тогда вне core $m_z(s) = m_z^{out}$, $m_z(0) = P$. Note: damping $\hat{D}(H_z)$ также зависит от H_z (!), см. 2/I 2012г.

Сегодня Косевич-го: $Q = \frac{1}{8\pi}\int d^2\vec{s}\,\vec{m}\cdot\left(\frac{\partial\vec{m}}{\partial x_\alpha}\times\frac{\partial\vec{m}}{\partial x_\beta}\right)\varepsilon_{\alpha\beta} = \frac{1}{4\pi}\int d\theta d\varphi\sin\theta$, но это основано на $\partial/\partial x_\alpha$, а не $\partial/\partial s_x$ как должно быть.

Сег. 14/XII 08г. $Q(s) = \frac{1}{\pi c^2}\frac{(1-|s|^2)}{(1+|s|^2)^3}I(s)$, $I(s) = \int_{|s|\le 1} d^2\vec{s}\,\frac{(1-s^4)}{[1+|s|^2]^2}$, $Q(0) = 1/2$.

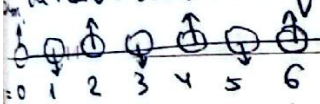
$Q(s) = \frac{1}{\pi}\int\frac{d^2\vec{s}}{(1+w\bar{w})^2}\left[\frac{\partial w}{\partial s}\frac{\partial\bar{w}}{\partial\bar{s}}-\frac{\partial w}{\partial\bar{s}}\frac{\partial\bar{w}}{\partial s}\right]$ ur. $g_{xy} = \frac{M_s}{\gamma}2i\vec{m}\cdot\left[\frac{\partial\vec{m}}{\partial\bar{s}}\times\frac{\partial\vec{m}}{\partial s}\right]$

$Q(s) = \frac{1}{4\pi}\frac{\gamma}{M_s}\int d^2\vec{s}\,g_{xy}$. $Q_z(s)\sim Q(s)$. $\vec{m}\cdot\left[\frac{\partial\vec{m}}{\partial\bar{s}}\times\frac{\partial\vec{m}}{\partial s}\right] = \sin\theta\left[\frac{\partial\theta}{\partial\bar{s}}\frac{\partial\varphi}{\partial s}-\frac{\partial\varphi}{\partial\bar{s}}\frac{\partial\theta}{\partial s}\right]$

$f(z) = i\frac{\mathbb{C}}{c}\left[z-\frac{(s+\bar{s}z^2)}{1+|s|^2}\right] = i\frac{\mathbb{C}}{c}\frac{(z-s)(\bar{s}z-1)}{(1+|s|^2)}$ при $H_z=0$. Какая $f(z)$ при $H_z\neq 0$?

+D – chain vortex dots – расчет $\chi(\omega,k)$

Ун. Иванов предлагал localized field к 0-dot, to excite chain.



$\times$ $h_x(t)$ близко $\perp$ или $h_x(t)\sim\text{const}\,e^{i\omega t}$.

$U_{int} = -8\pi^2 M_s^2 R^3\beta^2\sum_{Lnn'}\frac{P_L}{R_{nn'}^{L+1}}\left[L\,s_n^y s_{n'}^y - s_n^x s_{n'}^x\right]$ (2a/VII)

$U_{int}(\vec{s}) = \sum_{nn'}\left[\nu_{nn'}s_n^x s_{n'}^x - \lambda_{nn'}s_n^y s_{n'}^y\right]$, тогда $U_1 = \sum_n\left[\frac{1}{2}\varkappa(\vec{s}_n)^2 - h_x s_{yn}^n\delta_{no}\right]$

$W = U_1 + U_{int}$. $\frac{\partial W}{\partial s_n^y} = \varkappa s_n^y - h_x\delta_{no} - \sum_{n'}\lambda_{nn'}s_{n'}^y$.

Введем подрешетки $\beta=1$ ($p_n=+1$), $\beta=2$ ($p_n=-1$) – dots с $p_n=(-1)^n$ alternative v. core polar.

$U_{int} = \sum_{nn'\beta\beta'}\left[\nu_{nn'}^{\beta\beta'}s_{xn}^\beta s_{xn'}^{\beta'} - \lambda_{nn'}^{\beta\beta'}s_{yn}^\beta s_{yn'}^{\beta'}\right]$, $U_1 = \sum_{n\beta}\left[\frac{1}{2}\varkappa(\vec{s}_n^\beta)^2 - h_x s_{yn}^\beta\delta_{no}\delta_{\beta 1}\right]$

т.е. h_x – поле локализовано на $n=0$ dot 1-ой подрешетки ($\beta=1$). $h_x/|G| \to h_x$.

$\begin{cases}\rho_n^\beta\dot{s}_{yn}^\beta = \omega_0 s_{nx}^\beta + \sum_{n'\beta'}\nu_{nn'}^{\beta\beta'}s_{xn'}^{\beta'}\\ -\rho_n^\beta\dot{s}_{xn}^\beta = \omega_0 s_{ny}^\beta - h_x\delta_{no}\delta_{\beta 1} - \sum_{n'\beta'}\lambda_{nn'}^{\beta\beta'}s_{yn'}^{\beta'}\end{cases}$, в eq. (2) – 20/VII где $\beta=1$ входит с $\rho_n=+1$ – тоже $-h_x\delta_{no}$.

Eq. (2): $-\dot{s}_{xn}^1 = \omega_0 s_{ny}^1 - h_x\delta_{no} - \sum_{n'\beta'}\lambda_{nn'}^{1\beta'}s_{yn'}^{\beta'}$ // пусть $h_x(t) = h_x\sin\omega t$. $(h_x = h_x(\omega))$

$s_{xn}^\beta(t) = s_{xn}^\beta(\omega)\cos\omega t$, $s_{yn}^\beta(t) = s_{yn}^\beta(\omega)\times\sin\omega t$

Eq (2): $\omega s_{xn}^1(\omega) = \omega_0 s_{yn}^1 - h_x(\omega)\delta_{no} - \sum_{n'\beta'}\lambda_{nn'}^{1\beta'}s_{yn'}^{\beta'}$

$s_{nx}^\beta = \sum_k e^{ikn}s_{kx}^\beta$, $h_x\delta_{no} = \sum_k e^{ikn}h_x(k) = h_x(k)\sum_k e^{ikn} = h_x(k)N\delta_{no}$, $h_x = \delta(k)$. N – число dots в chain

$\sum_k e^{ikn}(\cdot)^k$ сократится оставляя k (·) только в yD.

Получим: $\omega s_{kx}^1 = \omega_0 s_{ky}^1 - h_x(k) - \lambda s_{ky}^1 - \lambda' s_{ky}^2$ и неоднородное ур. yD:

$$\begin{pmatrix}\omega_0+\nu & -\omega & \nu' & 0\\ -\omega & \omega_0-\lambda & 0 & -\lambda'\\ \nu' & 0 & \omega_0+\nu & \omega\\ 0 & -\lambda' & \omega & \omega_0-\lambda\end{pmatrix}\begin{pmatrix}s_{kx}^1\\ s_{ky}^1\\ s_{kx}^2\\ s_{ky}^2\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}0\\ h_x(k)\\ 0\\ 0\end{pmatrix};\quad \begin{pmatrix}s_{kx}^1\\ s_{ky}^1\\ s_{kx}^2\\ s_{ky}^2\end{pmatrix} = \mathcal{D}^{-1}\begin{pmatrix}0\\ h_x(k)\\ 0\\ 0\end{pmatrix}$$

$\mathcal{D}$

Escaneado con CamScanner

Ремонт мебели Azaroa Noviembre

$$S^1_{xk} = \frac{1}{\det D}\begin{pmatrix} 0 & -\omega & \nu' & 0 \\ h_x & \omega_0-\lambda & 0 & -\lambda' \\ 0 & 0 & \omega_0+\nu & \omega \\ 0 & -\lambda' & \omega & \omega_0-\lambda \end{pmatrix} = \frac{-h_x}{\det D}\begin{vmatrix} -\omega & \nu' & 0 \\ 0 & \omega_0+\nu & \omega \\ -\lambda' & \omega & \omega_0-\lambda \end{vmatrix} =$$

$$= -\frac{h_x}{\det D}\left[-\omega(\omega_0+\nu)(\omega_0-\lambda) - \lambda'\nu'\omega + \omega^3\right] = \frac{h_x\omega}{\det D}\left[\omega^2 - (\omega_0+\nu)(\omega_0-\lambda) - \lambda'\nu'\right]$$

$$S^2_{xk} = \frac{1}{\det D}\det\begin{pmatrix} \omega_0+\nu & -\omega & 0 & 0 \\ -\omega & \omega_0-\lambda & h_x & -\lambda' \\ \nu' & 0 & 0 & \omega \\ 0 & -\lambda' & 0 & \omega_0-\lambda \end{pmatrix} = -\frac{h_x}{\det D}\begin{vmatrix} \omega_0+\nu & -\omega & 0 \\ \nu' & 0 & \omega \\ 0 & -\lambda' & \omega_0-\lambda \end{vmatrix} =$$

$$= -\frac{h_x}{\det D}\left[(\omega_0+\nu)\lambda'\omega + \omega\nu'(\omega_0-\lambda)\right] = -\frac{h_x\omega}{\det D}\left[(\omega_0+\nu)\lambda' + (\omega_0-\lambda)\nu'\right]$$

S^α_{xk} направлено вдоль chain и вдоль exciting field (h_x), $\alpha = 1,2$.

Соб. частоты chain $\omega_\pm^2(k) = \left[\omega_0 + \nu(k) \pm \nu'(k)\right]\left[\omega_0 - \lambda(k) \pm \lambda'(k)\right]$, ω - частота h_x.

$$\chi^1_{xx}(k,\omega) = \frac{\partial S^1_{xk}(\omega)}{\partial h_x(k,\omega)} = -\frac{\omega}{\det D}\left[\omega^2 - (\omega_0+\nu(k))(\omega_0-\lambda(k)) - \lambda'(k)\nu'(k)\right]$$

$$\chi^2_{xx}(k,\omega) = \frac{\partial S^2_{xk}(\omega)}{\partial h_x(k,\omega)} = -\frac{\omega}{\det D}\left[(\omega_0+\nu(k))\lambda'(k) + (\omega_0-\lambda(k))\nu'(k)\right]$$

$\Rightarrow \omega_1^2 = (\omega_0+\nu)(\omega_0-\lambda) + (\omega_0+\nu)(\pm\lambda') + (\omega_0-\lambda)(\pm\nu') + \lambda'\nu'$ - eigenfreq. 1D chain.

$$\chi_{xx}(k,\omega) = \chi^1_{xx}(k,\omega) + \chi^2_{xx}(k,\omega) = -\frac{\omega}{\det D}\left[\omega^2 - (\omega_0+\nu)(\omega_0-\lambda) - \lambda'\nu' + (\omega_0+\nu)\lambda' + (\omega_0-\lambda)\nu'\right] =$$

$$= -\frac{\omega}{\det D}\left[\omega^2 - \omega_-^2\right] (!). \quad \det D = (\omega^2-\omega_+^2)(\omega^2-\omega_-^2).$$

$$\chi_{xx}(k,\omega) = -\frac{\omega}{(\omega^2-\omega_+^2)(\omega^2-\omega_-^2)}(\omega^2-\omega_-^2) = -\frac{\omega}{\left[\omega^2-\omega_+^2(k)\right]}$$ имеет полюс

лишь при $\omega = \omega_+(k)$, т.е. localized variable $h_x(n,t)$ может возбудить моду $\omega_+(k)$ по симметрии $S_x = S^1_x + S^2_x$. Это вопр. $\hat{\chi}^S$.

По Ю. Иванову строки не $M_y(n,t) \sim S_{xn}(t)$ измерим, а $M_x(n,t)$ - компоненту $\vec{M}$ вдоль цепочки (Ox). $M_x \sim S_y$

$\chi^{\vec{M}}_{xx} = \chi^{\vec{S}}_{xx}(k,\omega) \sim \frac{1}{\left[\omega^2-\omega_+^2(k)\right]}$ Сообщ. правильно [Sukhinov's subm.], т.е.

для моды с $\omega_\pm(k)$ $S^1_{kx} = \pm S^2_{kx}$, $S^2_{ky} = \mp S^1_{ky}$, т.е. для моды $\omega_+(k)$ $S_{kx} = S^1_{kx} + S^2_{kx} \neq 0$, а $S_{ky} = S^1_{ky} + S^2_{ky} = 0$ если только $M_{ky} \neq 0$,

а для $\omega_-(k)$ - моды $S_{kx} = 0$, $S_{ky} \neq 0$ и если только $M_{kx} \rightsquigarrow S_{ky} \neq 0$.

Если M_{kx} - зависит $\neq 0$ то и $M_{k=0,x} = \sum_n M_{nx} \neq 0$, т.е. H_x возбуждает (uniform)

306/59 FMR с $\omega_-(0)$ - частоты.

4/XII Кружка Ольга ТОУ Paris → Hendaye, Dec. 13. Printed Hotel reservations in Poznań и Paris.

$$S^1_{yk} = \frac{1}{\det D}\begin{pmatrix} \omega_0+\nu & 0 & \nu' & 0 \\ -\omega & h_x & 0 & -\lambda' \\ \nu' & 0 & \omega_0+\nu & \omega \\ 0 & 0 & \omega & \omega_0-\lambda \end{pmatrix} = \frac{h_x}{\det D}\begin{vmatrix} \omega_0+\nu & \nu' & 0 \\ \nu' & \omega_0+\nu & \omega \\ 0 & \omega & \omega_0-\lambda \end{vmatrix} = \frac{h_x}{\det D}\left[(\omega_0+\nu)^2(\omega_0-\lambda) - \right.$$

Larunbata · Sábado Domingo · Igandea

307/58

$$\left. - \nu'^2(\omega_0-\lambda) - \omega^2(\omega_0+\nu)\right]$$

308 57

$$S^2_{yk} = \frac{1}{\det D}\det\begin{pmatrix} \omega_0+\nu & -\omega & \nu' & 0 \\ -\omega & \omega_0-\lambda & 0 & h_x \\ \nu' & 0 & \omega_0+\nu & 0 \\ 0 & -\lambda' & \omega & 0 \end{pmatrix} = \frac{h_x}{\det D}\begin{vmatrix} \omega_0+\nu & -\omega & \nu' \\ \nu' & 0 & \omega_0+\nu \\ 0 & -\lambda' & \omega \end{vmatrix} = \frac{h_x}{\det D}\left[-\lambda'\nu'^2 + \right.$$

$$\left. + \omega^2\nu' + \lambda'(\omega_0+\nu)^2\right]$$

$$\chi^{\vec{M}^1}_{xx}(k,\omega) = \frac{\partial S^1_{yk}}{\partial h_x} = \frac{1}{\det D}\left[(\omega_0+\nu)^2(\omega_0-\lambda) - \nu'^2(\omega_0-\lambda) - \omega^2(\omega_0+\nu)\right]$$

$$\chi^{\vec{M}^2}_{xx}(k,\omega) = \frac{\partial S^2_{yk}(\omega)}{\partial h_x(k,\omega)} = \frac{1}{\det D}\left[-\lambda'\nu'^2 + \omega^2\nu' + \lambda'(\omega_0+\nu)^2\right]$$

Escaneado con CamScanner

$$\chi^{\vec{M}}_{xx} = \chi^{M1}_{xx} + \chi^{M2}_{xx} = \frac{1}{\det D}\Big[(\omega_0+\nu)^2(\omega_0-\lambda) - \nu'^2(\omega_0-\lambda) - \omega^2(\omega_0+\nu) - \lambda'\nu'^2 + \omega^2\nu' + \lambda'(\omega_0+\nu)^2\Big]$$

$$\chi^{\vec{M}}_{xx} = \frac{1}{\det D}\Big[(\omega_0+\nu)^2(\omega_0-\lambda+\lambda') - \omega^2(\omega_0+\nu-\nu') - \nu'^2(\omega_0-\lambda+\lambda')\Big] =$$

$$\frac{1}{\det D}\Big[(\omega_0-\lambda+\lambda')\{(\omega_0+\nu)^2-\nu'^2\} - \omega^2(\omega_0+\nu-\nu')\Big] = \frac{(\omega_0+\nu-\nu')}{\det D}\Big[(\omega_0-\lambda+\lambda')(\omega_0+\nu+\nu') - \omega^2\Big] =$$

$$= \frac{(\omega_0+\nu-\nu')}{(\omega^2-\omega_-^2)(\omega^2-\omega_+^2)}(\omega_+^2-\omega^2) = -\frac{(\omega_0+\nu-\nu')}{(\omega^2-\omega_-^2)} = \chi^{\vec{M}}_{xx}(k,\omega)$$

— имеет полюса при $\omega = \omega_-(k)$. Т.е. любое $h_x(n,t) \sim \sin\omega t$, $h_x(n) = \sum_k e^{ikn} h_x(k)$ Пространственно возбуждает моду $\omega_-(k)$ с $S_{kx} = S^1_{kx} + S^2_{kx} = 0$ ($M_{ky} = 0$) и $S_{ky} = S^1_{ky} + S^2_{ky} \neq 0$ (total) мода $\omega_-(k)$ соответствует прецессии диска $\vec{S}$ целиком ($M_{kx} \neq 0$). Т.е. $h_x(k)$ любое возбуждает $M_{kx} \neq 0$.

а) $h_x(k)$ с $k=0$ — FMR, возбуждает $\omega_-(k=0)$ — моду, $M_x(0,\omega) = \chi(0,\omega) h_x(\omega)$
б) $h_x(k)$ uniform
в) $h_x(k) \neq f(k)$, $h_x(n) \sim$ δ-ко local field, $M_x(k,\omega) = \chi^{\vec{M}}(k,\omega) h_x(\omega)$.

Обсужд. с Ирландией контракта с Virginia (Consolider Juliana – еще не известен, но UPV-Julian обещали ей ~3 мес. bridge contract на Jan.–March' 2013) и Arantxa. Предложили to Arantxa full time postdoc от Окс. MEC – grant на Feb. 2013–Dec. 13 но она хочет только 60%.
Обсужд. с Arantxa FMR – stripes paper. Дали ей papers by Slonczewski, Klos и 1D magnonics, а она прислала мне Kaiser 1974 по gen. interaction.
Обсужд. с Окс. расчетов 1D-цепей (Suppl. Inf. Sci. Rep. '2014).
Ненужные приглаш. на EASTMAG '13 и ICNM '13 (Сан-Франциско).

Обсужд. с Julian списка grants – Spanish-Basque-2013, прислан. Ikerbasque. (Владивосток)
Сп. КВ. Heritz '78 – 1200€, без мобили (массовик. хорошие, но конфар дорог.)

(8/XII) Визит Unai Atxitia,
на конкурс 3 лет. Basque postdoc (2 года UK, 1 год – San Seb.). Семинар talk по LLB и demagn. ultrafast в ferrimagnets by Unai. Обед с Julian и Unai в ресторане. Skype call to R. Chantrell, возможен. темы по Unai:
1) ~~gradual, multiscale~~ описание spin torque в stripes и pillars;
2) atomistics bounce. dynamic v. core reversal.

Обсужд. с Окс. профессора по tip. кейсу Zagare de Loubens (неточности у нее в знаках $\vec{S}$)
и FDT по White „Q. theory magnetism". /письма от Krawczyk, Tejada и Uslinov.

(9/XII) E-mails to Eug. Pogorelov, Uslina, Samardak (отказ EASTMAG conf.), Krawczyk (ABS)
Update CV и анализ Aug. 2013. Обсужд. с Окс. $\omega_G(A)$ – Exp. de Loubens – поиск $\vec{S}_0(\vec{H})$ для поле tip.

(9/XII) Skype-разг. с Melkov. Расчеты $W(\vec{S})$ вблизи H_{an} и H_N (gen. mins $\times 1.1$).
Update CV. ABs. для talk – Barcelona. расчет с Окс. $\omega_R(A)$ – de Loubens, H_z interaction с V. core очень мало по сравн. с $W_m(\vec{S})$. Но H_{xy} – tip field interaction тоже мало сравн. с $W_m(\vec{S})$ (?). Проверить. E-mail Arantxa о ее контракте-2013

(9/XII) Расчет $W(\vec{S})$ для $S=0-1,2$ и $H \propto H_N$. H_{cr} ($H<H_{cr}$ – CV-state с $S=1.1$ согласно Мельковой) Update CV. E-mail to Barcelona. Запрос от Славика Nowitz.-St.

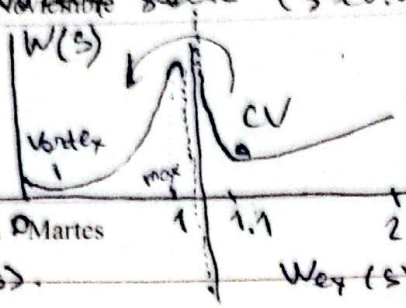
Согласно Nov. 2009 никакого P (vc polarization) в $\vec{F}_{ST}$ не возникает. (Oe-field)
Сдвиг частоты из-за Oe-field от CPP тока: $\Delta\omega(J) = \omega_e J = \frac{4}{15}\pi\gamma H_e$.
$H_e = H_O R = \begin{cases} I/(2\pi R) \text{ в SI} \\ (4\pi/c) I/R \text{ в CGS} \end{cases}$ Согласно 17/XI 091. $J = I/\pi R^2$ – плотность тока.
Ток $I = 10$ mA, $R = 100$ nm соответ. сдвиг $\Delta\omega(J)/2\pi = 157.2$ MHz.
E-mail Славику с объяснением вклада в расчет $\Delta\omega(J)$ и ~~в~~ Samburg Asie 45
St-Acrm (в Dussaux-PRB'12 туда однозначно включили vc polarization P).

Escaneado con CamScanner

Мелкову нужен барьер для перехода CV-state ($S \approx 1.1$) to ordinary C-state ($S \approx 0.05$) для FeNi dot $L = 9$ nm, $R = 150$ nm при H_x

Vortex barrier

6 Сильные H



CV при сильных H отрыв a C-state при H_x ($H_{x1} < H_x < H_{x2}$), сильных. H (как в Kakazei APL'11) идет через V. barrier при $S \approx 1$. при переходе

Astearteа Martes

$W_{ex}(S)$. Синтулярность $W(S)$ при $S \to 1$ из-за синтул.

$$W_{ex}(S) = \frac{1}{2}\left(\frac{L_e}{R}\right)^2 \ln(1-S^2), \quad S<1 \quad \text{и} \quad W_{ex}(S) = -\frac{1}{2}\ln\left(1-\frac{1}{S^2}\right)\left(\frac{L_e}{R}\right)^2, \quad S>1$$

$W_{ex}(S \to 1-0) \to -\infty$, $W_{ex}(S \to 1+0) \sim -\ln\left(\frac{S^2-1}{S^2}\right) \sim -\ln(S-1) \to +\infty$.

$W_{ex}(S)$ имеет log-разрыв при $S=1$.

Savel'ev PRB'04 предложили как. приближ.: $W_{ex}(S) = -\frac{1}{2}\left(\frac{L_e}{R}\right)^2\left[\ln\left(1-\frac{1}{S^2}\right) - A\right]$

$A = \ln\left(\frac{b^2(4-b^2)}{(b+1)^2}\right)$, b – v. core radius in units of R.

$f(S) = \ln\left(1-\frac{1}{S^2}\right) - \ln A = \ln\left[\frac{S^2-1}{S^2}\frac{(b+1)^2}{b^2(4-b^2)}\right]$, $f(1+b) = \ln\left[\frac{b(b+2)}{(1+b)^2}\frac{(1+b)^2}{b^2(4-b^2)}\right] =$

$= \ln\left[\frac{1}{b}\frac{1}{(2-b)}\right]$ при $S \to 1+0$. $f_1(S) = \ln(1-S^2)$, $f_1(1-b) = \ln(b(2-b)) < 0$, $b \ll 1$.

Видно, что $f(1+b) \underset{S\to 1+b}{=} -\ln[b(2-b)] = -f_1(1-b)$ и $W_{ex}(1+b) \underset{S\to 1+0}{=} W_{ex}(1-b) \underset{S\to 1-0}{}$

формально при $b \to 0$ ($S = 1 \pm b$) имеет непрерывность $W_{ex}(S)$ при $S=1$.

$$W_{ex}(S \to 1-0) = \frac{1}{2}\left(\frac{L_e}{R}\right)^2 \ln[b(2-b)] \approx \frac{1}{2}\left(\frac{L_e}{R}\right)^2 \ln(2b) < 0, \quad b \ll 1.$$

$$W_A = \frac{1}{2}\left(\frac{L_e}{R}\right)^2 \ln\left[\frac{b^2(4-b^2)}{(b+1)^2}\right] \approx \left|b \ll 1\right| = \left(\frac{L_e}{R}\right)^2 \ln 2b$$ сравн. с W_{ex} вне core ($S=0$)

V. core radius при $L = 9$ nm ($L \ll L_e$), $\frac{b}{R} \approx 0.59\frac{L_e}{R} = \frac{10.6\text{ nm}}{150\text{ nm}} = 0.0708$.

$W_A = \left(\frac{18}{150}\right)^2 \ln[2 \cdot 0.0708] = -0.0281$, $W_{ex}(S>1) = -\frac{1}{2}\left(\frac{L_e}{R}\right)\ln\left(1-\frac{1}{S^2}\right) + W_A$,

т.е. учет W_A – Savel'ev PRB'04 (для синяки при $S=1$) занижает $W(S)$ of CV-state на 0.028 – довольно заметную величину в eg. $M_S^2 V$.

$M_S^2 V = (800\,G)^2 \pi (150)^2 \cdot 10^{-14}\,cm^2 \cdot 9 \cdot 10^{-7}\,cm = \pi \cdot 64 \cdot 10^4 \cdot 1.5^2 \cdot 9 \cdot 10^4 \cdot 10^{-21}\,erg =$

$= \pi \cdot (8 \cdot 1.5 \cdot 3)^2 \cdot 10^{-13}\,erg = 4072 \cdot 10^{13}\,erg = 4.07 \cdot 10^{-10}\,erg$

$k_B T = 1.38 \cdot 10^{-16}\,erg/K \cdot 300\,K = 4.14 \cdot 10^{-14}\,erg$ и $\frac{W_A}{k_B T} = \frac{4.07 \cdot 10^{-10}}{4.14 \cdot 10^{-14}} 2.8 \cdot 10^2 = 275 \gg 1$ (!)

т.е. добавление W_A значит сильно влияет на барьер и $CV \to V$ переход

Каждые 0.01 в $W(S)$ это 100 $k_B T$.

Вывод: доп. член W_A – Savel'ev PRB'04 сильно искажает $W(S>1)$ и ничего не решает, ведь $W(S)$ все равно в т. $S=1$ не считается. W_A фактически искусственно симметрично $S = 1-b$ и $S = 1+b$. Ни эн. барьер не определить.

Поэтому я и определил ΔE для $C \to V$ или $CV \to V$ перехода из эксперимента по вершине в Kakazei APL'11.

// $W_{ex}(1-b) = W_{ex}(1+b)$ при VC радиус "b" конечном это симметрия отн. т. $S=1$ (которая не доказана), а вовсе не непрерывность $W_{ex}(S)$ at $S=1$.

// Понизая $W(S)$ – CV state, W_A – член дает не столько же понижая en. barrier, если barrier $\max$ при $S \gtrsim 1$, т.е. W_A не очень для ΔW при $S > 1$.

310/55

(5/XII) Расчеты для Elsevier, Hotel reserv. etc.

(10–18/XII) Travel S.S. → Paris → Poznan → Paris → S.S. Решил MFFM – Задача de Loubens, $W_G(A)$

(19/XII) Срочное e-mails. Беседа с Окс.: построение $\vec{S}_0(A)$, но дальше не сделала. Недоволен, что она послала мне 16/XII нач. сводку расчета $W_G(A)$ de Loubens. Учесть H_x-bias и calculate $\cos\theta_0(H_x)$ с $H_x = f(\vec{S})$. Дал Окс. схему расчета $W_G(A)$, рассказ. о своем расчете ~~форматировать и мне не возвращать~~. E-mails de Loubens, Melkov, Другие (XII-XIII)

Cursos Asia-Semana

Беседа с Аранхой о продлении ее contract на 2013; e-mail to Vicerrectorado.

Escaneado con CamScanner

Escaneado con CamScanner

Noviembre 2012 Azaroa

7

Miércoles Asteazkena

Semana • Aste 45

(29/I) Julian: Вопрос уравнения ещё не подвержен, ~ 20 Feb Seminar/Conf. Meet

Azarova · Noviembre

12

Обсуждение с Окс. Эксп. параметров deLoubens расчёта $W_G(\Delta)$. Надо учитывать $W_H(\vec{S})$ в pole-free model. $W_G(\Delta)$ - deLoubens

Расчет $W_G(\Delta)$ deLoubens Сводится к расчету $\chi_{\alpha\beta} = \frac{\partial^2 W}{\partial S_\alpha \partial S_\beta}\Big|_{\vec{S}_0(\Delta)}$

где $W(\vec{S}) = W_m(\vec{S}) + W_H(\vec{S})$ - total energy in non-uniform field of the tip, $\vec{S}_0(\Delta) = \vec{S}_0(\vec{H})$ - static V. core position at the field $\vec{H}(\vec{r})$ - equilibrium.

Astelehena · Lunes

Пусть $\vec{\xi} = \vec{S} - \vec{S}_0$, $|\vec{\xi}| \ll 1$. $W(\vec{S}) = W(\vec{S}_0) + \frac{\partial W}{\partial S_\alpha}(S_\alpha - S_{0\alpha})\Big|_{S_0} + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 W}{\partial S_\alpha \partial S_\beta}\xi_\alpha \xi_\beta\Big|_{S_0}$ -

квадратичное разложение по $\vec{\xi} = \vec{S} - \vec{S}_0$. $\chi_{\alpha\beta} = \partial^2 W/\partial S_\alpha \partial S_\beta\Big|_{\vec{S}_0}$, $\frac{\partial W}{\partial S_\alpha}\Big|_{\vec{S}_0} = 0$

$W(\vec{\xi}) = W(0) + \frac{1}{2}\chi_{\alpha\beta}\xi_\alpha\xi_\beta$. Thiele eq. $\begin{cases} -G\dot{\xi}_y = \frac{\partial W}{\partial \xi_x} = \chi_{xx}\xi_x + \chi_{yx}\xi_y \\ G\dot{\xi}_x = \frac{\partial W}{\partial \xi_y} = \chi_{yy}\xi_y + \chi_{xy}\xi_x \end{cases}$

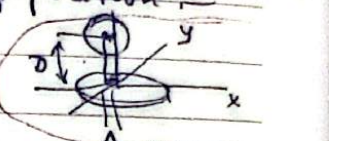
$\xi_\alpha(t) = \xi_\alpha e^{i\omega t} \to \begin{pmatrix} \chi_{xx} & \chi_{xy} + i\omega G \\ \chi_{yx} - i\omega G & \chi_{yy} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \xi_x \\ \xi_y \end{pmatrix} = 0$

$\det A(\omega) = \chi_{xx}\chi_{yy} - (\chi_{xy} + i\omega G)(\chi_{yx} - i\omega G) = 0$, $\chi_{xx}\chi_{yy} - \chi_{xy}^2 - \omega^2 G^2 = 0$

$\omega^2 = \frac{1}{G^2}\left[\chi_{xx}\chi_{yy} - \chi_{xy}^2\right]$, учтем $\chi_{xy} = \chi_{yx}$. $\chi_{\alpha\beta} = \chi_{\alpha\beta}(\vec{S}_0)$.

$\omega_G^2(\Delta) = \frac{1}{G^2}\left[\chi_{xx}(\vec{S}_0)\chi_{yy}(\vec{S}_0) - \chi_{xy}^2(\vec{S}_0)\right]$, $\vec{S}_0 = \vec{S}_0(\Delta)$ из static расчета,

Δ - tip position.



- проекция tip центра на xOy - плоскость диска.

D - расстояние от центра tip до плоскости диска.

Пусть $\vec{\Delta} = (\Delta_x, 0)$, $\Delta_x = \Delta$, tip движется $\parallel Ox$.

$W = W_m + W_H$, W_{ex} вклад мал. $W_m + W_{ex} = \frac{\chi}{2}|\vec{S}|^2 + \frac{\chi'}{4}|\vec{S}|^4 = W_{me}$

$\frac{\partial W_{me}}{\partial S_\alpha} = \left|\frac{\partial |\vec{S}|^n}{\partial S_\alpha} = n|\vec{S}|^{n-1}\frac{\partial |\vec{S}|}{\partial S_\alpha} = (*)\frac{\partial}{\partial S_\alpha}\sqrt{S_x^2 + S_y^2} = n|\vec{S}|^{n-1}\frac{S_\alpha}{|\vec{S}|} = n|\vec{S}|^{n-2}S_\alpha\right| =$

$= \frac{\chi}{2}\cdot 2S_\alpha + \frac{1}{4}\chi' 4|\vec{S}|^2 S_\alpha = \chi S_\alpha + \chi'|\vec{S}|^2 S_\alpha$.

$\frac{\partial^2 W_{me}}{\partial S_\alpha \partial S_\beta} = \frac{\partial}{\partial S_\beta}\left(\chi S_\alpha + \chi'|\vec{S}|^2 S_\alpha\right) = \chi\delta_{\alpha\beta} + \chi'\left[\delta_{\alpha\beta}|\vec{S}|^2 + S_\alpha\frac{\partial |\vec{S}|^2}{\partial S_\beta}\right] =$

$= \chi\delta_{\alpha\beta} + \chi'\left[\delta_{\alpha\beta}|\vec{S}|^2 + S_\alpha\cdot 2S_\beta\right] = \left(\chi + \chi'|\vec{S}|^2\right)\delta_{\alpha\beta} + 2\chi' S_\alpha S_\beta$. Чувство $W_H \approx 0$

$G^2\omega_G^2 = |\text{после } W_{me} \text{ вклад}| = \left[\left(\chi + \chi'|\vec{S}|^2 + 2\chi' S_x^2\right)\left(\chi + \chi'|\vec{S}|^2 + 2\chi' S_y^2\right) - 4\chi^2 S_x^2 S_y^2\right]$

$\chi_{\alpha\alpha}^{me} = \chi + \chi'|\vec{S}|^2 + 2\chi' S_\alpha^2$, $\chi_{\alpha\beta}^{me} = 2\chi' S_\alpha S_\beta$, $\chi_{xy} = \chi_{yx} = \chi_{\alpha\beta}$, $\alpha \neq \beta$.

$G^2\omega_G^2 \approx |\text{с точн. до } S_\alpha^2| = \left[\left(\chi + \chi'|\vec{S}|^2\right)\chi + 2\chi\chi' S_x^2 + \chi\chi'|\vec{S}|^2 + 2\chi\chi' S_y^2\right] =$

$= \left[\chi^2 + 2\chi\chi'|\vec{S}|^2 + 2\chi\chi'\left(S_x^2 + S_y^2\right)\right] = \chi^2\left[1 + 4\frac{\chi'}{\chi}|\vec{S}|^2\right]$, $\omega_0 = \chi/G$,

$\omega_G^2 = \omega_0^2\left[1 + 4\frac{\chi'}{\chi}|\vec{S}|^2\right]$ или $\omega_G(\Delta) = \omega_0\left[1 + 2\frac{\chi'}{\chi}|\vec{S}_0(\Delta)|^2\right]$ - зависимость от tip position Δ определяет non-linear term χ'.

$\chi_{\alpha\beta}^{me} = \left(\chi + \chi'|\vec{S}|^2\right)\delta_{\alpha\beta} + 2\chi' S_\alpha S_\beta\Big|_{\vec{S}=\vec{S}_0}$. Но если еще $\chi_{\alpha\beta}^H = \frac{\partial^2 W_H}{\partial S_\alpha \partial S_\beta}\Big|_{\vec{S}_0}$

$W_H(\vec{S}) = -\int_{dot} dV\,\vec{H}(\vec{r})\cdot\vec{m}(\vec{r},\vec{S})$. Н/м $H_z \neq 0$ (и uniform) $\chi_{me} \to \chi_{me}\sin^2\theta_0$,

$\cos\theta_0 = H_z/H_s$. $\chi \to \chi\sin^2\theta_0$, $\chi' \to \chi'\sin^2\theta_0$.

$W_H(\vec{S}) = -\int_{dot} dV\left[H_x m_x(\vec{r},\vec{S}) + H_y m_y(\vec{r},\vec{S})\right] - \int_{dot} dV\,H_z(\vec{r})\,m_z(\vec{r},\vec{S})$

316/49

Если V. core инвариантен и $H_z(\vec{r}) \approx \text{Const}$, то $m_z(\vec{r},\vec{S}) \approx \cos\theta_0(H_z)$ и от S_α не зависит, вклад в $\frac{\partial^2 W_H}{\partial S_\alpha \partial S_\beta}$ не даст.

$m_{x,y}(\vec{r},\vec{S}) = \text{Re}(w), \text{Im}(w)$, $w = S/|S|$. $f(z) = f(z,s)$ - pole free model.

χ, χ' - теперь берутся из pole-free model, т.к. она dynamic one.

$\chi_{\alpha\beta}^H = \frac{\partial^2 W_H}{\partial S_\alpha \partial S_\beta}\Big|_{S_0}$ $W_H(\vec{S}) = -\int dV\,\text{Re}(\bar{H}m_+)$, $H = H_x + iH_y$, $m_+ = m_x + im_y = w = e^{i\varphi}$

$\frac{\partial W_H}{\partial S_\alpha} = -\int dV\,\text{Re}\left[\bar{H}\frac{\partial w}{\partial S_\alpha}\right]$, $\frac{\partial^2 W_H}{\partial S_\alpha \partial S_\beta} = -\int dV\,\text{Re}\left[\bar{H}\frac{\partial^2 w}{\partial S_\alpha \partial S_\beta}\right]$

46 Agenda Semana

$W_H(\vec{S}) = aS_\alpha + bS_\alpha S_\beta + cS_\alpha S_\beta S_\gamma$, "a" не даст вклада в $\chi_{\alpha\beta}$, а "c" - симметрия

Escaneado con CamScanner

Escaneado con CamScanner

Видимо, достаточно квадратич. Членов $W_H(\vec{s}) = b \cdot s_\alpha s_\beta$.
$\Pi(\vec{s}) = \text{const} \to W_H(s) = as + cs^3$, $bs_\alpha s_\beta$ появляется из-за non-linear
$\Pi(\vec{s}) = \text{in-plane}$

$\frac{\partial}{\partial s_x} - i\frac{\partial}{\partial s_y}\Big) \frac{\partial}{\partial \bar{s}} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial}{\partial s_x} + i\frac{\partial}{\partial s_y}\right)$ $i\dot{\bar{s}} = \frac{\partial W}{\partial \bar{s}}$ и

$W(s) \quad W(s\bar{s}) = W(0) + \frac{\partial W}{\partial s}(s-s_0) + \frac{\partial W}{\partial \bar{s}}(\bar{s}-\bar{s}_0) + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 W}{\partial s^2}(s-s_0)^2 +$

$+ \frac{1}{2}\frac{\partial^2 W}{\partial s^2}(\bar{s}-\bar{s}_0)^2 + \frac{\partial^2 W}{\partial s \partial \bar{s}}(s-s_0)(\bar{s}-\bar{s}_0)$, $\frac{\partial W}{\partial s} = \frac{\partial W}{\partial \bar{s}} = 0$ u/m $s = s_0$

$W_H(\vec{s}) = \frac{1}{2} b_{\alpha\beta} s_\alpha s_\beta$, тогда как $W_{me}(\vec{s}) = \frac{\alpha}{2}|\vec{s}|^2 + \frac{\alpha'}{4}|\vec{s}|^4$. $\alpha^H_{\alpha\beta} \neq b_{\alpha\beta}$.

$\frac{\partial}{\partial s_x} = \frac{\partial}{\partial s} + \frac{\partial}{\partial \bar{s}}$, $\frac{\partial}{\partial s_y} = \left(\frac{\partial}{\partial s} - \frac{\partial}{\partial \bar{s}}\right)\frac{1}{i}$.

$\frac{\partial W}{\partial s} = \frac{\partial}{\partial s}\left[\frac{1}{2}\frac{\partial^2 W}{\partial s^2}\Big|_{s_0}(s-s_0)^2 + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 W}{\partial \bar{s}^2}\Big|_{s_0}(\bar{s}-\bar{s}_0)^2 + \frac{\partial^2 W}{\partial s \partial \bar{s}}\Big|_{s_0}(s-s_0)(\bar{s}-\bar{s}_0)\right] =$

$= \frac{\partial^2 W}{\partial s^2}(s-s_0) + \frac{\partial^2 W}{\partial s \partial \bar{s}}(\bar{s}-\bar{s}_0) = \alpha_{ss}\xi + \alpha_{s\bar{s}}\bar{\xi}$. $\frac{\partial W}{\partial \bar{s}} = \alpha_{\bar{s}\bar{s}}\bar{\xi} + \alpha_{s\bar{s}}\xi$

$i\dot{\xi} = \frac{\partial W}{\partial s} = \alpha_{ss}\xi + \alpha_{s\bar{s}}\bar{\xi}$, $i\dot{\bar{\xi}} = \frac{\partial W}{\partial \bar{s}} = \alpha_{\bar{s}\bar{s}}\bar{\xi} + \alpha_{ss}\xi$.

$\alpha^H_{ss} = \frac{\partial^2 W_H}{\partial s^2} = -\frac{\partial^2}{\partial s^2}\frac{1}{2}\int dV\left[H_+ m_- + H_- m_+\right] = -\frac{1}{2}\int dV\left[H_+ \frac{\partial^2 m_-}{\partial s^2} + H_- \frac{\partial^2 m_+}{\partial s^2}\right]$

$m_+ = e^{i\varphi}$, $m_- = e^{-i\varphi}$, $\frac{\partial m_+}{\partial s} = e^{i\varphi} i\frac{\partial \varphi}{\partial s}$, $\frac{\partial^2 m_+}{\partial s^2} = i\frac{\partial \varphi}{\partial s} i\frac{\partial \varphi}{\partial s} e^{i\varphi} + e^{i\varphi} i\frac{\partial^2 \varphi}{\partial s^2}$

$\frac{\partial \varphi}{\partial s} = -\frac{i}{2}\frac{(1-\rho^2)}{(z-s)(s\bar{z}-1)}$ — pole free model, $f(z) = \frac{i}{c}\mathbb{C}\left[z - \frac{s+\bar{s}z^2}{1+|s|^2}\right]$ или

$f(z) = -i\frac{\mathbb{C}}{c}\frac{1}{1+|s|^2}(z-s)(\bar{s}z-1)$.

$\frac{\partial}{\partial s_\alpha} e^{i\varphi} = e^{i\varphi} i\frac{\partial \varphi}{\partial s_\alpha}$, $\frac{\partial^2 e^{i\varphi}}{\partial s_\alpha \partial s_\beta} = \frac{\partial}{\partial s_\beta}\left[ie^{i\varphi}\frac{\partial \varphi}{\partial s_\alpha}\right] = -e^{i\varphi}\frac{\partial \varphi}{\partial s_\alpha}\frac{\partial \varphi}{\partial s_\beta} + ie^{i\varphi}\frac{\partial^2 \varphi}{\partial s_\alpha \partial s_\beta} \sim \alpha^H_{\alpha\beta}$

Найти $\alpha^H_{\alpha\beta}(\vec{s}_0) = \frac{\partial^2 W_H}{\partial s_\alpha \partial s_\beta}\Big|_{\vec{s}_0}$. Можно осн. $\vec{s}=0$ — разл. $W_H(\vec{s}) = \frac{1}{2} b_{\alpha\beta} s_\alpha s_\beta + O(s^3_\alpha)$

$b_{\alpha\beta}$ берутся u/m $\vec{s}=0$, т.е. не зависят от $\vec{s}_0$. $b_{\alpha\beta} \sim \int dV H_{x,y}$

$\frac{\partial \varphi}{\partial s_x} = \frac{\partial \varphi}{\partial s} + \frac{\partial \varphi}{\partial \bar{s}}$. $\frac{\partial \varphi}{\partial s_x} = \frac{\partial}{\partial s_x}\operatorname{Im}\ln f = \frac{1}{2i}\frac{\partial}{\partial s_x}\left[\ln f - \ln \bar{f}\right]$

$\ln f = \underset{\text{u/m } \pm f(s)}{(\text{const})} + \ln(z-s) + \ln(\bar{s}z-1)$, $\frac{\partial \ln f}{\partial \bar{s}} = \frac{1}{(\bar{s}z-1)}\cdot z$, $\ln \bar{f} = (\cdot) + \ln(\bar{z}-\bar{s}) + \ln(s\bar{z}-1)$

$\frac{\partial \ln f}{\partial s} = \frac{(-1)}{\bar{z}-\bar{s}}$. $\frac{\partial \varphi}{\partial s_x} = \frac{\partial \varphi}{\partial s} + \frac{1}{2i}\left[\frac{z}{\bar{s}z-1} + \frac{1}{\bar{z}-\bar{s}}\right] = \frac{i}{2}\left[-\frac{1}{(\bar{z}-\bar{s})} - \frac{z}{(s\bar{z}-1)}\right] - \frac{i}{2}\left[\frac{z}{s\bar{z}-1} + \frac{1}{(\bar{z}-\bar{s})}\right] =$

$= -\frac{i}{2}\left[\frac{1}{(z-s)} + \frac{1}{(\bar{z}-\bar{s})} + \frac{z}{\bar{s}z-1} + \frac{\bar{z}}{s\bar{z}-1}\right] = 2\operatorname{Re}\frac{\partial \varphi}{\partial s}$.

$\frac{\partial \varphi}{\partial s_y} = \frac{1}{i}\left(\frac{\partial \varphi}{\partial s} - \frac{\partial \varphi}{\partial \bar{s}}\right) = -2\operatorname{Im}\frac{\partial \varphi}{\partial s}$. $2\operatorname{Re}\frac{\partial \varphi}{\partial s} = \operatorname{Re}(-i)\frac{(1-\rho^2)}{(z-s)(s\bar{z}-1)} =$

$= -(1-\rho^2)\operatorname{Re}\left[i\left(\operatorname{Re}\frac{1}{(\cdot)} + i\operatorname{Im}\frac{1}{(\cdot)}\right)\right] = (1-\rho^2)\operatorname{Im}\frac{1}{(z-s)(s\bar{z}-1)} = \frac{(1-\rho^2)}{|z-s|^2|s\bar{z}-1|^2}\operatorname{Im}(\bar{z}-\bar{s})(\bar{s}z-1)$

$(\bar{z}-\bar{s})(\bar{s}z-1) = \bar{s}\rho^2 - \bar{z} - \bar{s}^2 z + \bar{s} = (1+\rho^2)(s_x - is_y) = (x-iy) - \bar{s}^2 z$

$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial s_x}\right)_{s=0} = 2\operatorname{Re}\frac{\partial \varphi}{\partial s}\Big|_{s=0} = \frac{(1-\rho^2)}{\rho^2}\operatorname{Im}\left[\bar{z}(-1)\right] = \frac{(1-\rho^2)}{\rho^2}y = \frac{1}{\rho}(1-\rho^2)\sin\varphi$

$\Phi(\vec{\rho}, \vec{s}) = \Phi_0 + v_{n0}(\rho)\left[s_x \sin\varphi - s_y \cos\varphi\right]$ сам. Cris' J.Ph. 2011. $\rightarrow \left(\frac{\partial \varphi}{\partial s_y}\right)_{s=0} = -\frac{(1-\rho^2)}{\rho}\cos\varphi$

$v_{n0}(\rho) = \frac{1}{\rho}(1-\rho^2)$ — gyrotr. mode profile

$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial s_x^2}\Big|_{s=0}$ = найти в расчетах non-linear FST. / Фархад прим. на лекции в Madrid-UAM 4-7 /III

10/I Отправил Multipole-PRB с замеч. рецензента. переделан MS, отправил Referee и сделал resubmission.

11/I Беседа с Julian: нужна дать postdoc деньги - 2013 не AlAlng, а молодому (Virginia Mikuszeit, X-?). Л. звон. укр. консульство. ехать с Антоном. Резерв. Hotel. сам. c_0 (A) debounens — exp. воспроизводится при разумных tip parameters. MEC об отказе Portugal travel grant до 20/II. Message MEC — не открывается (Славин-Чечет)

сам. 12/II 2009г. $2i\frac{\partial \varphi}{\partial s} = -(1-\rho^2)\left[\frac{1}{z} + \frac{s}{z^2}(1+\rho^2)\right] + O(s^2)$ — pole-free model.

$\frac{\partial \varphi}{\partial s_x} = m_0 \sin\varphi - \frac{(1-\rho^4)}{\rho^2}\left[s_y \cos 2\varphi - s_x \sin 2\varphi\right] + O(s^2)$, $\frac{\partial \varphi}{\partial s_y} = -m_0 \cos\varphi - \frac{(1-\rho^4)}{\rho^2}\left[s_x \cos 2\varphi + s_y \sin 2\varphi\right] + O(s^2)$

$\frac{\partial^2\varphi}{\partial s_x^2}\Big|_{s=0} = \frac{(1-s^4)}{s^2}\sin 2\varphi$; $\frac{\partial^2\varphi}{\partial s_y^2}\Big|_{s=0} = -\frac{(1-s^4)}{s^2}\sin 2\varphi$; $\frac{\partial^2\varphi}{\partial s_x \partial s_y}\Big|_{s=0} = -\frac{(1-s^4)}{s^2}\cos 2\varphi$

Hago $\varkappa_{\alpha\beta}(\vec{s}_0) = \frac{\partial^2 W_H}{\partial s_\alpha \partial s_\beta}\Big|_{\vec{s}_0}$. (Lamer $W_H(\vec{s}) = a_x s_x + \frac{1}{2} b_{\alpha\beta} s_\alpha s_\beta + O(s_\alpha^3)$, т.о $b_{\alpha\beta} = \varkappa_{\alpha\beta}^H(\vec{s}_0=0)$.

$W_H(\vec{s}) = -\int dV \operatorname{Re}(\vec{H}\vec{m}_+) = \int dV \operatorname{Re}[\vec{H} e^{i\varphi(\vec{s})}]$

$\frac{\partial^2 W_H}{\partial s_\alpha \partial s_\beta} = -\int dV \operatorname{Re}\left[\vec{H}\frac{\partial^2 e^{i\varphi}}{\partial s_\alpha \partial s_\beta}\right]_{\vec{s}_0}$, $\frac{\partial^2 e^{i\varphi}}{\partial s_\alpha \partial s_\beta} = e^{i\varphi}\left[-\frac{\partial\varphi}{\partial s_\alpha}\frac{\partial\varphi}{\partial s_\beta} + i\frac{\partial^2\varphi}{\partial s_\alpha \partial s_\beta}\right]$

Аргумент $\cdot$ Начальное $[\dots]_{\vec{s}=0}$. $\varphi(\vec{s}=0) = \ell\frac{\pi}{2} + \varphi$.

$m_+ = m_x + i m_y = e^{i\varphi}$, $\frac{\partial^2 m_+}{\partial s_\alpha \partial s_\beta} = e^{i\varphi}\left[-\frac{\partial\varphi}{\partial s_\alpha}\frac{\partial\varphi}{\partial s_\beta} + i\frac{\partial^2\varphi}{\partial s_\alpha \partial s_\beta}\right] =$

$= [\cos\varphi + i\sin\varphi]\left[-\frac{\partial\varphi}{\partial s}\frac{\partial\varphi}{\partial s} + i\frac{\partial^2\varphi}{\partial s \partial s}\right]$; $\frac{\partial^2 m_x}{\partial s_\alpha \partial s_\beta} = \left[-\frac{\partial\varphi}{\partial s_\alpha}\frac{\partial\varphi}{\partial s_\beta}\right]\cos\varphi - \frac{\partial^2\varphi}{\partial s_\alpha \partial s_\beta}\sin\varphi$

$\frac{\partial^2 m_y}{\partial s_\alpha \partial s_\beta} = \left[-\frac{\partial\varphi}{\partial s_\alpha}\frac{\partial\varphi}{\partial s_\beta}\right]\sin\varphi + \frac{\partial^2\varphi}{\partial s_\alpha \partial s_\beta}\cos\varphi$.

$W_H(\vec{s}) = (\text{min. no } s_\alpha) + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 W_H}{\partial s_\alpha \partial s_\beta} s_\alpha s_\beta$, $\frac{\partial^2 W_H}{\partial s_\alpha \partial s_\beta} = -\int dV\left[H_x \frac{\partial^2 m_x}{\partial s_\alpha \partial s_\beta} + H_y \frac{\partial^2 m_y}{\partial s_\alpha \partial s_\beta}\right]$

$\frac{\partial^2 m_x}{\partial s_x^2} = -\left(\frac{\partial\varphi}{\partial s_x}\right)^2\cos\varphi - \frac{\partial^2\varphi}{\partial s_x^2}\sin\varphi \approx (\text{при } \vec{s}=0) = -m_0^2\sin^2\varphi\cos\varphi_0 - \frac{(1-s^4)}{s^2}\sin 2\varphi\sin\varphi_0$

$\frac{\partial^2 m_x}{\partial s_y^2} = -\left(\frac{\partial\varphi}{\partial s_y}\right)^2\cos\varphi - \frac{\partial^2\varphi}{\partial s_y \partial s_y}\sin\varphi = -m_0^2\cos^2\varphi\cos\varphi_0 + \frac{(1-s^4)}{s^2}\sin 2\varphi\sin\varphi_0$, $\vec{s}=0$

$\frac{\partial^2 m_x}{\partial s_x \partial s_y} = -\frac{\partial\varphi}{\partial s_x}\frac{\partial\varphi}{\partial s_y}\cos\varphi - \frac{\partial^2\varphi}{\partial s_x \partial s_y}\sin\varphi = m_0^2\sin\varphi\cos\varphi\cos\varphi_0 + \frac{(1-s^4)}{s^2}\cos 2\varphi\sin\varphi_0$, $\vec{s}=0$

$\lambda_x = \frac{1}{2}\frac{\partial^2 m_x}{\partial s_\alpha \partial s_\beta} s_\alpha s_\beta = \frac{1}{2}\frac{\partial^2 m_x}{\partial s_x^2} s_x^2 + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 m_x}{\partial s_y^2} s_y^2 + \frac{\partial^2 m_x}{\partial s_x \partial s_y} s_x s_y =$

$= \mathbb{C}\frac{s_x^2}{2}\left[m_0^2\sin^3\varphi - \frac{(1-s^4)}{s^2}\sin 2\varphi\cos\varphi\right] + \mathbb{C}\frac{s_y^2}{2}\left[m_0^2\cos^2\varphi\sin\varphi + \frac{(1-s^4)}{s^2}\sin 2\varphi\cos\varphi\right] +$

$+ \mathbb{C} s_x s_y\left[-m_0^2\sin^2\varphi\cos\varphi + \frac{(1-s^4)}{s^2}\cos 2\varphi\cos\varphi\right]$, где $\cos\varphi_0 = \cos(\varphi + \mathbb{C}\frac{\pi}{2}) = -\mathbb{C}\sin\varphi$

$m_0^2 = \left[\frac{1}{s}(1-s^2)\right]^2 = \frac{1}{s^2}(1-s^2)^2 = \frac{1}{s^2}(1-2s^2+s^4)$ $\quad \sin\varphi_0 = \sin(\varphi + \mathbb{C}\frac{\pi}{2}) = \mathbb{C}\cos\varphi$

$\frac{1}{\mathbb{C}}\lambda_x = \frac{1}{2} s_x^2\sin\varphi\left[m_0^2\sin^2\varphi - 2\frac{(1-s^4)}{s^2}\cos^2\varphi\right] + \frac{1}{2} s_y^2\cos^2\varphi\sin\varphi\left[m_0^2 + 2\frac{(1-s^4)}{s^2}\right] +$

$+ s_x s_y\cos\varphi\left[-m_0^2\sin^2\varphi + \frac{(1-s^4)}{s^2}\cos 2\varphi\right]$, пусть $\mathbb{C}=1$.

M. field of MRFM tip

$H_x = 3\mu\frac{(z+d)(\rho\cos\varphi - \Delta)}{\left[(\rho\cos\varphi-\Delta)^2 + \rho^2\sin^2\varphi + (z+d)^2\right]^{5/2}}$, $H_y = 3\mu\frac{(z+d)\rho\sin\varphi}{\left[(\rho\cos\varphi-\Delta)^2 + \rho^2\sin^2\varphi + (z+d)^2\right]^{5/2}}$, $\mu = \frac{4}{3}\pi M_0^3$ – момент of tip.

d – расстояние от tip center до поверхности dot, Δ – сдвиг tip $\parallel Ox$, R – рад. гор. радиус

$H_x(\varphi)$ – четная по φ, $H_y(\varphi)$ – нечетная ф-но φ. $\int_{dot} dV = \int_0^{2\pi} d\varphi(\dots)\int_{-\pi}^{\pi} d\varphi(\dots)$

Из λ_x при $\vec{s}\to 0$ выпишем лишь четная по φ часть

$\lambda_x = s_x s_y\cos\varphi\left[-m_0^2\sin^2\varphi + \frac{(1-s^4)}{s^2}\cos 2\varphi\right]$

$\lambda_y = \frac{1}{2}\frac{\partial^2 m_y}{\partial s_\alpha \partial s_\beta} s_\alpha s_\beta = \frac{1}{2} s_x^2\frac{\partial^2 m_y}{\partial s_x^2} + \frac{1}{2} s_y^2\frac{\partial^2 m_y}{\partial s_y^2} + s_x s_y\frac{\partial^2 m_y}{\partial s_x \partial s_y} =$

$= \frac{1}{2} s_x^2\left[-\left(\frac{\partial\varphi}{\partial s_x}\right)^2\cos\varphi + \frac{\partial^2\varphi}{\partial s_x^2}(-1)\sin\varphi\right] + \frac{1}{2} s_y^2\left[-\left(\frac{\partial\varphi}{\partial s_y}\right)^2\cos\varphi + \frac{\partial^2\varphi}{\partial s_y^2}(-1)\sin\varphi\right] +$

$+ s_x s_y\left[-\frac{\partial\varphi}{\partial s_x}\frac{\partial\varphi}{\partial s_y}\cos\varphi + \frac{\partial^2\varphi}{\partial s_x \partial s_y}(-1)\sin\varphi\right]$, т.к. $H_y(\varphi)$ – нечет, то выпишем только нечет. часть $\lambda_y(\varphi)$

$\lambda_y = -\frac{1}{2} s_x^2\sin\varphi\frac{(1-s^4)}{s^2}\sin 2\varphi + \frac{1}{2} s_y^2\sin\varphi\frac{(1-s^4)}{s^2}\sin 2\varphi + s_x s_y\left[m_0^2\sin\varphi\cos^2\varphi + \frac{(1-s^4)}{s^2}\cos 2\varphi\sin\varphi\right]$

$\lambda_y = \frac{1}{2}\frac{(1-s^4)}{s^2}\sin\varphi\sin 2\varphi\,(s_y^2 - s_x^2) + s_x s_y\sin\varphi\left[m_0^2\cos^2\varphi + \frac{(1-s^4)}{s^2}\cos 2\varphi\right]$

$\lambda_y = s_x s_y\sin\varphi\left[m_0^2\cos^2\varphi + \frac{(1-s^4)}{s^2}\cos 2\varphi\right]$. Осталось только $s_x s_y$-члены

$W_H(\vec{s}) = (\text{min. no } s_\alpha) - \frac{1}{2}\int dV\left[H_x\frac{\partial^2 m_x}{\partial s_\alpha \partial s_\beta} + H_y\frac{\partial^2 m_y}{\partial s_\alpha \partial s_\beta}\right] s_\alpha s_\beta = (\cdot) - \int dV[\lambda_x H_x + \lambda_y H_y]$

$\lambda_x, \lambda_y \sim s_x s_y$, то $\varkappa_{\alpha\beta}^H$ имеет только $\varkappa_{xy}^H$, $\varkappa_{yx}^H \neq 0$. Надо еще учесть H_z

H_z учтем $\varkappa_{\alpha\beta}^{me} \to \frac{1}{2}\varkappa_{\alpha\beta}^{me}\sin^2\theta_0(H_z)$ и $\varkappa_{\alpha\beta}^{H} \to \varkappa_{\alpha\beta}^{H}\sin\theta_0(H_z)$, $\cos\theta_0(H_z) = H_z/H_s$.

Escaneado con CamScanner

...) - ... ≈ одноврем. в $\cos\Theta_0(H_z)$, своди к doLoub'PRL'09 сигнало.
...Nuvk с Л. - зотфам dobit cards и shoping на Matia. Семинар (talk) DIPC по
...se condensation $E_{Er-Er} \approx 0.1$ meV (Feschbach resonances, $d_{Er-Er} \sim 1\mu m$, dip-dip
...resistibl' ≈ 0.1 meV (сильно по сравн. с res. field). $\mu_{Er} \approx 7\mu_B$.
$\alpha^{me}_{\alpha\beta}(H_z) = \alpha^{me}_{\perp} \sin^2\Theta_0(H_z) + \alpha^{H}_{\alpha\beta} \sin\Theta_0(H_z)$, $W_z \sim m_z H_z$ спровоцирует
$\Theta_0(H_z)$ вне сош, а вклинем H_z на m_z сош преобразован.

$\Lambda_x = \int dV H_x \lambda_x = 3\mu S_x S_y \int dz \int d\rho\rho \int d\varphi \frac{(z+d)(\rho\cos\varphi - \Delta)\cos\varphi}{[(\rho\cos\varphi-\Delta)^2 + \rho^2\sin^2\varphi + (z+d)^2]^{5/2}} \left[-m_0^2 \sin^2\varphi + \frac{(1-\rho^4)}{\rho^2}\cos 2\varphi\right]$

$\Lambda_y = \int dV H_y \lambda_y$. Ничего нов.

$\int_0^L dz \frac{(z+d)}{[u^2+(z+d)^2]^{5/2}} = \left|\begin{matrix}(z+d)^2 = t \\ u^2+(z+d)^2 = t\end{matrix}\right| = \frac{1}{2}\int dt \frac{1}{[u^2+t]^{5/2}} = \frac{1}{2}\int \frac{dt}{t^{5/2}} = \frac{1}{2}\left(-\frac{2}{3}\right) t^{-3/2} =$

$= -\frac{1}{3}\left[u^2 + (z+d)^2\right]^{-3/2}\Big|_0^L = \left|u=\rho, \frac{0}{L}-?\right| = -\frac{1}{3}\left[\frac{1}{[u^2+(L+d)^2]^{3/2}} - \frac{1}{[u^2+d^2]^{3/2}}\right]$

$u^2 = \rho^2 - 2\rho\Delta\cos\varphi + \Delta^2$ $\quad u^2 + \tilde{z}^2 = \rho^2 - 2\rho\Delta\cos\varphi + \Delta^2 + \tilde{z}^2 \simeq \Delta^2 + \tilde{z}^2\left(1 + \frac{\rho^2 - 2\rho\Delta}{\Delta^2+\tilde{z}^2}\right)$

$\rho \le 1$, $\Delta = 0 \div 3$, $d = 3 \div 5$, $\frac{\rho^2 - 2\rho\Delta\cos\varphi}{\Delta^2 + (z+d)^2} \ll 1$ для выбр. параметров

Используем L ($L/R \approx 0.09$) $\ll d$ (3-5). $\int_0^L dz \frac{(z+d)}{[\dots]^{5/2}} \approx L \frac{d}{[u^2+d^2]^{5/2}}$

$\Lambda_x = 3\mu S_x S_y L d \int_0^1 d\rho\rho \int_0^{2\pi} d\varphi \frac{(\rho\cos\varphi - \Delta)\cdot\cos\varphi}{[\rho^2 - 2\rho\Delta\cos\varphi + \Delta^2 + d^2]^{5/2}} \left[-m_0^2\sin^2\varphi + \frac{(1-\rho^4)}{\rho^2}\cos 2\varphi\right]$

$\frac{1}{[\dots]^{5/2}} = \frac{1}{[\Delta^2+d^2]^{5/2}} \frac{1}{(1+\epsilon)^{5/2}} = \frac{1}{[\Delta^2+d^2]^{5/2}}\left[1 - \frac{5}{2}\frac{(\rho^2 - 2\rho\Delta\cos\varphi)}{\Delta^2+d^2}\right]$

$J_x = \int d\rho\rho \int d\varphi (\rho\cos\varphi - \Delta)\left[1 - \frac{5}{2}\frac{(\rho^2 - 2\rho\Delta\cos\varphi)}{\Delta^2+d^2}\right]\cdot\cos\varphi\left[-m_0^2(\rho)\sin^2\varphi + \frac{(1-\rho^4)}{\rho^2}\cos 2\varphi\right] =$

$= \int d\rho\rho \int_0^{2\pi} d\varphi \left[\rho\cos\varphi - \Delta - \frac{5}{2\rho}\frac{(\rho^2\cos\varphi - 2\Delta\rho\cos^2\varphi - \Delta\rho + 2\Delta^2\cos\varphi)}{\Delta^2+d^2}\right]\cdot\cos\varphi\left[-m_0^2\sin^2\varphi + \frac{(1-\rho^4)}{\rho^2}\cos 2\varphi\right] =$

$\approx \int d\rho\rho \int d\varphi \left[-\Delta + \frac{5}{2}\frac{\rho^2\Delta}{\Delta^2+d^2}(1+2\cos^2\varphi)\right]\left[-m_0^2\sin^2\varphi + \frac{(1-\rho^4)}{\rho^2}\cos 2\varphi\right] \approx$

$\approx -\Delta \int d\rho\rho \int d\varphi \left[-m_0^2\sin^2\varphi\right] = \pi\Delta \int d\rho\rho\, m_0^2(\rho) = \pi\Delta \int d\rho\rho \left[\frac{1}{\rho}(1-\rho^2)\right]^2 =$

$= \pi\Delta \int_c^1 d\rho \frac{1}{\rho}(1 - 2\rho^2 + \rho^4) = \pi\Delta\left[\ln\rho - 2\frac{\rho^2}{2} + \frac{\rho^4}{4}\right]_c^1 = \pi\Delta\left[-1 + \frac{1}{4} - \left(\ln c - c^2 + \frac{c^4}{4}\right)\right] \approx$

$\approx \pi\Delta\left[\ln\frac{1}{c} - \frac{3}{4}\right]$. $\Lambda_x = 3\mu S_x S_y \frac{Ld}{R} \frac{1}{(\Delta^2+d^2)^{5/2}} \pi\Delta\left(\ln\frac{1}{c} - \frac{3}{4}\right) M_s$ $\left(*\ \frac{M_s}{\vec{m} = \vec{M}/M_s}\right)$

$\Lambda_x = 3\mu M_s \pi \frac{\beta d\Delta}{(\Delta^2+d^2)^{5/2}}\left(\ln\frac{1}{c} - \frac{3}{4}\right) S_x S_y$ (erg), $\beta = L/R$, d, Δ в ед. R. μ - маг. момент тип.

$W_{me} = \frac{\alpha}{2}|\vec{S}|^2 + \frac{\alpha'}{4}|\vec{S}|^4$, $W(\vec{S}) = W_{me}(\vec{S}) - \Lambda_x(\vec{S}) - \Lambda_y(\vec{S})$

Оценим Λ_x по сравн. с α (pole-free model). $\alpha = \omega_0 C R^2 = \frac{20}{9}\gamma M_s \beta \cdot \frac{2\pi M_s L}{\gamma} R^2 =$

$= \frac{20}{9} 2\pi M_s^2 \beta L R^2 = \frac{40}{9} M_s^2 \beta V_{dot}$. $\Big/\Big/ \frac{\Lambda_x}{\alpha} = \frac{3\pi\mu M_s \left(\ln\frac{1}{c} - \frac{3}{4}\right)\beta d\Delta}{\frac{40}{9} M_s^2 \beta V_{dot} (\Delta^2+d^2)^{5/2}} =$

$= \frac{27\pi}{40}\left(\ln\frac{1}{c} - \frac{3}{4}\right)\frac{\mu}{\mu_{dot}} \frac{d\Delta}{(\Delta^2+d^2)^{5/2}}$, $\mu_{dot} = M_s V_{dot} \cdot \frac{\mu}{\mu_{dot}} = \frac{M_0 V_0}{M_s V_{dot}}$

$\mu_{dot} = 1{,}35\cdot 10^3\ G \cdot (27\ nm)\cdot\pi(300\ nm)^2 = 1{,}35\cdot 10^3\ G \cdot 2{,}7\cdot 10^{-6} cm\ \pi\left(3\cdot 10^2 \cdot 10^{-7} cm\right)^2 =$

$= 1{,}35\cdot 10^3 \cdot 2{,}7\cdot 10^{-6}\pi\cdot 9\cdot 10^{-10}\ emu = 1{,}35\cdot 2{,}7\cdot\pi\cdot 0{,}9\cdot 10^{-12}\ emu = 1{,}03\cdot 10^{-11}\ emu$

$\frac{\Lambda_x}{\alpha} = 2{,}1\left(\ln\frac{1}{c} - \frac{3}{4}\right)\frac{\mu}{\mu_{dot}} \frac{d\Delta}{(\Delta^2+d^2)^{5/2}} = \left|\begin{matrix}\Delta=2 \\ d=3\end{matrix}\right| \approx 2\cdot\frac{4\cdot 10^{-10} emu}{1{,}03\cdot 10^{-11} emu} \frac{6}{(4+9)^{5/2}} \approx 2\cdot 40\cdot\frac{6}{610} \approx$

$\approx 0{,}79$

Но $\Lambda_x, \Lambda_y \sim \alpha^H_{xy}$ надо сравнивать с $\alpha^{me}_{xy} = 2\alpha' S_x S_y$, а не с α.

$2\alpha' \simeq 2\cdot 0{,}21\alpha = 0{,}42\alpha < \alpha$. $\frac{\Lambda_x}{2\alpha'} \approx \left(\frac{\Lambda_x}{\alpha}\right)\frac{1}{0{,}42} = \frac{0{,}79}{0{,}42} \approx 1{,}9$ —

e. non-linear Zeeman вовсе не нам и сравнивать не вполне с non-linear meghetostatics (α').

Семана • Aste 46

Оценка $\frac{\Lambda_x}{2\alpha'}$ сделана при $\Delta = 2R$, т.е. вблизи max $\omega_G(\Delta)$, при $\Delta \le R$ отнон. центров

Escaneado con CamScanner

Azaroa · Noviembre

16

Oswala · Viernes

Larunbata · Sábado

Domingo · Igandea

Escaneado con CamScanner

$$\frac{\Lambda_x+\Lambda_y}{\varkappa} = \frac{2\pi\mu\beta d\Delta^2 M_s}{[\Delta^2+d^2]^{3/2}} \cdot \frac{9}{40\pi M_s^2 \beta L R^2} = \frac{9}{20}\frac{\mu d\Delta^2}{[\Delta^2+d^2]^{3/2}}\frac{1}{M_s R^2 L} = \frac{9\pi}{20}\frac{\mu}{M_s}\frac{d\Delta^2}{[\Delta^2+d^2]^{3/2}}$$

$4\cdot10^{-10}$ Gauss $\quad$ $1.08\cdot10^{11}$ Gauss $\quad$ MO

$$\frac{\Lambda_x+\Lambda_y}{\varkappa} \simeq 18\pi\frac{d\Delta^2}{[\Delta^2+d^2]^{3/2}} = \left|\begin{matrix}\Delta=2\\ d=3\end{matrix}\right| = 18\pi\frac{2\cdot9}{[4+9]^{3/2}} = 18\pi\frac{18}{[13]^{3/2}} = \frac{1{,}02\cdot10^3}{7{,}92\cdot10^3} \approx 0{,}13\ (!).$$

19

$(\Lambda_x+\Lambda_y)$ ~ 30, т.е. в районе max $\omega_G(\Delta)$, $\Delta=2$, деятан составляет $\simeq 30\%$ от non-linear W_H.

При $\Delta=0$ $\Lambda_x+\Lambda_y=-W_H=0$ в силу circular symmetry of H_{dip} (°č) и-ранее

$$\Lambda_x+\Lambda_y = -3\mu\beta d\Delta S_x S_y \int d\varphi\int d\varphi \frac{\cos\varphi\left[-m_0^2\sin^2\varphi+\frac{1}{g^2}(1-g^4)\cos2\varphi\right]}{[g^2-2g\Delta\cos\varphi+\Delta^2+d^2]^{5/2}} - W_2(\text{dip})$$

Lunes · Astelehena

+ увы, тоже сюда вклад

1) Подготовка док-ов для passport appl. Антона в Укр. консульство. Все нужно, кроме ~~свидетельства~~ о ПМЖ (разреш. Укр. консульством в Мадриде, без долга, Юле Гладуш обещала оставить, с начала Jan. 2013) и заявления, что у Ант. нет ИНН. номера (раньше до 16 лет вы не нужен, с 16 лет не нужен из-за ПМЖ, Укр. паспорта и регистр. в киеве-нас). Свой внутр. паспорт Юле Гладуш, сказала "ждите" решения ПМЖ.

5/II Ант. в музей Reina Sofia (современ. картины и фото). С Ант. в Naval Museo. Окс. и. в Финляндии и к ней не ездил.

6-10/II Болел дома. Results. Multipole PRB с Figs - corrected/accepted. Рец. на Gubbiotti - 2w PRB. Работа над paper с Мелковым по life time и FMR-paper с Арантха. E-mails to Мелков и Славин. Встреча с Арантха и Окс.

11/II С л. в банк. Ввели new credit cards в on-line доступ. Расчет. расходы Credit Cards за Dec. 2012 и Jan. 2013. Взяли corrected Anal (DM не совпадает) с Арантха FMR-stripe paper. Обсуждение с Окс.

12(A) - расчет de Loubens: введение A_χ угла откл. $\vec{M}_0$-кр от нормали сильно влияет на $W_G(\Delta)$ даже при $\chi \lesssim 1°$. ДСН все еще не поступила. Корректировка W_2 (через $\varkappa_H$) в $W_G(\Delta)$, а новая итерация с малым $\chi \le 1°$.

Арантха обещала помочь с MEC-грантом отзывами (Subm. 22-25 Feb.).

13/II Edited FMR-paper with Арантха.

План дальн. работы: 1) план статей Nov. 18, 2012 актуален; 2) отзывы по 3-м MEC уже с deadlines 22-25 Feb.; 3) отзывы по ком. в Barcelona и Madrid (рец. papers JAP и JMMM-метод); (5) new v. Barrier model for Мелков-paper. 6) доки на конференции и доки. в ИАМ-фарфора; 7) Cementaryjoks & Police

Полн. Abstracts по FMR-pinning и Multipoles (oral) to HMM, Italy. Перетащить по DICNMA Conf. с Invited speakers. Тезисы Review-Вологда 2007 на en. barriers.

14/II С л., Ю. в „Eroski" Urb. Обсужд. с Арантха FMR-stripe paper. Обсужд с Окс. $\omega_G(A)$-расчет (W_H-$\varkappa_H$ расчет, $\varkappa_H$ слабо влияет на $\omega_G(A)$, а видимо $\varkappa'$ надо больше 0,21)

de Loubens $\omega_G(A)$

$$\varkappa_{d\beta} = \varkappa_{d\beta}^{me}\sin^2\theta_0 + \varkappa_{d\beta}^{H}\sin\theta_0\cos\theta_0, \quad \cos\theta_0 = H_z/H_s$$

$$\omega_G^2 = \frac{1}{G^2}\left[\varkappa_{xx}\varkappa_{yy}-\varkappa_{xy}^2\right] \rightarrow \varkappa_{d\beta}^{me} = \begin{pmatrix}\varkappa+\varkappa'|s|^2+2\varkappa' s_x^2 & 2\varkappa' s_x s_y\\ 2\varkappa' s_x s_y & \varkappa+\varkappa'|s|^2+2\varkappa' s_y^2\end{pmatrix}, \quad \vec{s}=\vec{s}_0(\vec{H})$$

$$W_H(\vec{s}) = (\text{сим по } s_\alpha) - \Lambda_x - \Lambda_y = (\cdot) - \Lambda s_x s_y \qquad \varkappa_{xy}^H = -\Lambda \neq 0 \text{ только } {}^{323/42}$$

$$\varkappa_{\alpha\beta}^H = \frac{\partial^2 W_H}{\partial s_\alpha \partial s_\beta}\Big|_{\vec{s}_0} = \begin{pmatrix}0 & -\Lambda\\ -\Lambda & 0\end{pmatrix}, \quad \Lambda = \Lambda_x+\Lambda_y\ (\delta_3 s_x s_y), \quad G^2\omega_G^2 = (\varkappa+\varkappa'|s|^2+2\varkappa' s_x^2)\times$$

$$\times(\varkappa+\varkappa'|s|^2+2\varkappa' s_y^2) - (\varkappa_{xy}^{me}+\varkappa_{xy}^H)^2 = \varkappa^2\left[1+4\frac{\varkappa'}{\varkappa}|s|^2\right] - (2\varkappa' s_x s_y - \Lambda)^2, \quad \left|\begin{matrix}\Lambda\to\Lambda\sin\theta_0\\ \varkappa'\to\varkappa'\sin^2\theta_0\\ \varkappa\to\varkappa\sin^2\theta_0\end{matrix}\right.$$

$$G^2\omega_G^2 \simeq \varkappa^2\sin^4\theta_0\left[1+4\frac{\varkappa'}{\varkappa}|s|^2\right] - \Lambda^2\sin^2\theta_0 + 4\varkappa'\Lambda\sin^3\theta_0 s_x s_y + O(s_\alpha^4),$$

$$G^2\omega_G^2 = \left(\varkappa^2\sin^2\theta_0 - \Lambda^2\right)\sin^2\theta_0 + 4\varkappa^2\sin^4\theta_0\left(\frac{\varkappa'}{\varkappa}\right)|s|^2\left[1+\frac{1}{2}\frac{\Lambda}{\varkappa}\left(\sin\theta_0\right)^{-1}\sin2\varphi_s\right], \quad G=G(H_2),\ H_2 - \text{поле}$$

$$\omega_G^2(\Delta) = \frac{\sin^2\theta_0}{G^2}\left(\varkappa^2-\frac{\Lambda^2}{\sin^2\theta_0}\right) + 4\varkappa^2\frac{\sin^4\theta_0}{G^2}\left(\frac{\varkappa'}{\varkappa}\right)|s|^2\left[1+\frac{1}{2}\frac{\Lambda}{\varkappa}\left(\sin\theta_0\right)^{-1}\sin2\varphi_s\right], \quad \theta_0=\theta_0(H_2).$$

Semana Music 47

- ТМ с учетом деления

Escaneado con CamScanner

$\omega_0(H_z) = \frac{\varkappa(H_z)}{G(H_z)} = \frac{\varkappa \sin^2\theta_0}{G(H_z)}$, $\omega_G^2 = \omega_0^2 - \frac{\Lambda^2 \sin^2\theta_0}{G^2} + 4\omega_0^2\left(\frac{\varkappa'}{\varkappa}\right)|S|^2\left[1+\ldots\right]$

Aceptada/Accepted/Принята $\omega_G^2 - \frac{\Lambda^2 \sin^2\theta_0}{G^2\omega_0^2} + 4\left(\frac{\varkappa'}{\varkappa}\right)|S|^2\left[1+\frac{1}{2}\frac{\Lambda}{\varkappa}\frac{\sin 2\varphi_s}{\sin\theta_0}\right]$

20

$\frac{\omega_G^2}{\omega_0^2(H_z)} = 1 - \frac{\Lambda^2}{\varkappa^2}\frac{1}{\sin^2\theta_0} + 4\left(\frac{\varkappa'}{\varkappa}\right)|S|^2\left[1+\frac{1}{2}\left(\frac{\Lambda}{\varkappa}\right)\frac{\sin 2\varphi_s}{\sin\theta_0}\right]$

$\theta_0(H_z)$ находится из $E(\theta_0) \cong \frac{1}{2}N_{zz}M_s^2\cos^2\theta_0 - H_z M_s\cos\theta_0 - H_\parallel M_s \sin\theta_0 \cos(\varphi_0-\varphi_H)$.

Aplicada (Hyperf. H_y) in-plane field. $\varphi_0 = \varphi_H$. $\frac{\partial E}{\partial\theta_0} = -N_{zz}M_s^2\sin\theta_0\cos\theta_0 + H_z M_s\sin\theta_0 - H_\parallel M_s\cos\theta_0 = 0$. И если $H_\parallel \ll H_z$, то $\cos\theta_0 = H_z/(N_{zz}M_s)$, $H_z, H_\parallel$ предполагаются to be uniform.

$\frac{\Delta\omega_G}{\omega_0(H_z)} \cong 2\left(\frac{\varkappa'}{\varkappa}\right)|S|^2\left[1+\frac{1}{2}\frac{\Lambda}{\varkappa}\frac{\sin 2\varphi_s}{\sin\theta_0}\right] - \frac{1}{2}\frac{\Lambda^2}{\varkappa^2}\frac{1}{\sin^2\theta_0}$. Считая $\frac{\Lambda^2}{\varkappa^2}, S^2 \ll 1$.

В главн. приближ. $\Lambda = \frac{\Lambda_x + \Lambda_y}{s_x s_y} \cong 2\pi\mu M_s \frac{\beta d\,\Delta^2}{(\Delta^2+d^2)^{7/2}}$, $\frac{\Lambda}{\varkappa} \approx 0.1$ для пленки. d, Δ, M.

Если $\sin 2\varphi_s \approx 0$, $\varphi_s = \pi/2$, т.е. $\vec{S}_0 \approx (0, S_0^y)$, то снова $\frac{\Delta\omega_G}{\omega_0} \cong 2\left(\frac{\varkappa'}{\varkappa}\right)|S_0|^2$.

(14/II) Поиск on-line appl. на смену адреса на tarjetas. Беседа с Julian: Basque grant еще не принят, MEC-конкурс не объявлен, хочет со мной в Porto в начале March.

Обсужд. MEC-grant Оксаной с Арантхой: Travel grant до Feb. 20, MEC-Grant до Feb. 22. Оксана проверяет численно $\varkappa'$ - two-vortex model.

12 $\omega_0(H_z) = \omega_0(\Delta)$, потому $\frac{\Delta\omega_G(\Delta)}{\omega_0(0)} \cong \frac{\omega_0(\Delta)}{\omega_0(0)} \cdot 2\frac{\varkappa'}{\varkappa}|S_0(\Delta)|^2$.

Тогда $\omega_G^2 \cong \omega_0^2\left[1+4\frac{\varkappa'}{\varkappa}|S|^2\right]$, $\omega_G(\Delta) = \omega_0(\Delta)\left[1+2\frac{\varkappa'}{\varkappa}|S_0(\Delta)|^2\right]$, $\omega_0(\Delta) = \frac{\varkappa \sin^2\theta_0(H_z)}{G(H_z)}$

13 $\omega_0(H_z) \approx \omega_0(0)\left[1+H_z/H_s\right]$, $H_z = H_z(\Delta)$, если $H_z \parallel$ р-слоя. $\omega_0(\Delta)$ падает с ростом Δ. Член $|S_0(\Delta)|^2$ имеет max при $\Delta \approx R$

14 Надо увеличить $(\varkappa'/\varkappa)$ чтоб $\omega_G(\Delta)$ имело max. и $S_0^2(\Delta)$

Отчет по MEC-Славин грант. Обсуждение с Окс. $\varkappa'$-расчета и $\omega_G(\Delta)$-расчета. $\varkappa'$, $W_m(s)$ - у нее не выходят. Задачи из Гл.1 - White. Подгот. doc-s для appl. to Police об измен. адреса.

(15/II) Семинар DIPC: R. Navarro, Ikerbasque: История открытия электрона. Расчет $\omega_G(\Delta)$ с Окс. Написание отчета MEC - Славин грант. Edited Abs. to HAM - vortex с Окс. и Роб. Звонил Термоскандер с А. (не принял). Virginia прислала (GMR) TMR - nanoparticles paper draft - Roman Verba. Прислан draft PRB - paper по switching SD dots. Запрос invited - ICNM Саламанка.

(17/II) Получ. comments Switch. SD dots to Славин - Верба.

(18/II) С Л. в Police: подали appl. на new tarjetas с адр. Berio 33, 3B. Антону пришли мэйл, т.к. нужна его подпись и fingerprints. С Л. в Super Ahorro (и обед). Анализ отчетов по MEC - grants и подготовка MEC - travel grant report. E-mails Virginia, Оксана Ч. и Глеб. Update citations. Звонил Фархад: созв. 3/4 - 4/5 марта и принял меня на ночь, ладьями 4, 5, 7 марта. Обсуждение dyn. double-vort. state в каждом слое F/N/F pillar и последних работ Tejada + Freeman по vortex barriers.

(19/II) Перевод Vortex dyn. Barrier MS - Melkov to English. Отчет MEC. update cit.

(20/II) Revision Verba - PRB. Звонил Мелков: мне нравилась холод. терапия (Месуги и Messi), созв. неопределенности Шредингера и Высоцкий - ЖЭТФ - преодоление высоких barriers; мне высветить как сравнивается M(H) с падением или плавно, какой барьер, reversal mode? Update cit., RG profile.

Заполнил, отсканировал и submitted на MEC - lite отчет - 2012 по Travel Porto-grant.

(21/II) Расчет $\varkappa'(\beta, R)$ - nonlin. $W_m(s)$ сход. pole-free model в MathCad; увы $\varkappa'$ расчет с ростом $\int d\varkappa f(\beta\varkappa)[\ldots]$. С Л. в Eroski verbal. Update cit. и новые new vortex papers. Обсужд. с Окс. $\omega_G(\Delta)$ - подгонки, согласие при разум. N_d хорошее за счет роста $\varkappa'/\varkappa$.

Escaneado con CamScanner

Обзор. F/N/F - statics (Sukh'JAP'12), чтоб была 2ая тема. Ей найти Basque, DAAD, France etc. stipend, чтоб поехать visiting на 2 мес. для European PhD thesis в Dec. 2013, чтоб в Feb.-March'14 защитить и искать position.

Noviembre · Azaroa

DICIEMBRE 2012 · URTARRILA · ENERO 2013

L	M	M	J	V	S	D
					1	2
3	4	5	6	7	8	9
10	11	12	13	14	15	16
17	18	19	20	21	22	23
24	25	26	27	28	29	30
31						

L	M	M	J	V	S	D
	1	2	3	4	5	6
7	8	9	10	11	12	13
14	15	16	17	18	19	20
21	22	23	24	25	26	27
28	29	30	31			

29/II Встреча с Лешковым и Пудиком: обсуждение Program и Invited speakers
Вспоминание ICNMA Conf. 16 17 Hotel MEC-Славин (расходед. в 3/ma Arantxa)
перписка через Окс. с deLoubens и Klein по $w_G(A)$-x' расчеты. Proof PRB-Qe^m
Miércoles · Asteazkena

21

План сделей – 2013:

1) $w_G(A)$ - гуротгор. frequency vs. tip position с deLoubens (теор. часть кратко)
2) Non-lin ST vortex dynamics (Славин + Чубыкало + new damp. Сухостав.)
3) FMR-stripes - magnonics (Arantxa и Какагей, отработать текст)
4) DW - nanotubes (Ai Ping) и TMR in nanoparticles (Virginia)
5) Vortex dyn. barriers (Мешков, new theor. input)
6) 1D vortex dot chains (Чубыкало, Иванов, $\omega(k)$)

Сделать до отъезда 3/III:

1) Proof Multipole-PRB. 2) восстановить ещ-email; 3) отчет MEC-Славин.
4) Abs. HMM-Arantxa и Abs Репринам; 5) отзывы ком. Barcelona y Madrid;
6) подгот. лекции в UAM-Фархад; 7) рецензии JAP, PRB, JMMM-Метлов
8) invited докл. на сессии DICNMA; 9) проверить US-Bank accounts;
10) ответить на e-mails Japan, Brasil, chantrell, Ivanov

24/II Новые papers A. N. Kalinkin 'Inorg. Chem.' 13 о тип. решении vortex profile $\Theta(s)$ - equation из Gus'JAP'04 и дис. A. Leonov (A. M. Bogdanov) по skyrmions solitons из-за DM-exchange. Expense reports по поездкам в Barcelona y Madrid.

25/III Планирование new e-mail. Переписка по MEC-Славин срано (3/ma Arantxa). Proof PRB - обсужд. с Окс. . $w_G(A)$-file.

26/II Abs.-HMM с Arantxa. Email copies Inbox, Outbox. Submitted Proof to PRB
обсужд. с Окс. German stipends, professors и ее переписка. E-mail to Li, Nowak-
- вопрос принять Окс-на DAAD stipend на 3-4 мес. по и Julian прошли интервью
на факультете.

27/II Second Proof. PRB. Адрес Patti' ком. Barcelona, Madrid и comp. memory.
E-mail to deLoubens-Klein с $w_G(A)$-x' расчетом.

28/II 3rd Proof. PRB. Звонки фарфаг: мне 3/III ~6-7AM был на станции
Semenar-Viejo послать ему round tickets и карточка. сору // Окс. 4. и письмами AE
- vortex file Romina. Взял билеты Ryanair M.→Porto и Alsa S.S. ⇄ M.
x'-Окс. ≈ 0.9 для параметров deLoubens (!?). Проверка x' от 19/IX 2012.

Nonlin W(s)

$$W_m^{vol}(s) = 2L \int \frac{dk}{k} f(kL) \sum_{\mu>0} |F_\mu(k)|^2, \quad F_\mu(k) = \int d^2\vec{s}\, J_\mu(ks)\, e^{i\mu\varphi}\, div\vec{m}(\vec{s},\vec{s}), \quad s' = \frac{s}{1+|s|^2}$$

Pole-free m. $div\vec{m} = 2s' \sin\varphi \left[1 + \frac{s'}{s}(1+s^2)\cos\varphi + \frac{1}{4}\frac{s'^2}{s^2}(1+6s^2+s^4) + \frac{1}{4}\frac{s'^2}{s^2}(3+2s^2+3s^4)\cos 2\varphi\right]$

$F_\mu(k) = \int ds\, s\, J_\mu(ks) \int d\varphi\, e^{i\mu\varphi} div\vec{m} = \int ds\, s\, J_\mu(ks)\, I_\mu(s,s'), \quad I_\mu(s,s') = \int d\varphi\, e^{i\mu\varphi} div\vec{m}(s,s')$

$I_\mu(s,s') = 2s'i \int_0^{2\pi} d\varphi\, e^{i\mu\varphi} \sin\varphi \left[1 + \frac{s'}{s}(1+s^2)\cos\varphi + \frac{1}{4}\frac{s'^2}{s^2}(1+6s^2+s^4) + \frac{1}{4}\frac{s'^2}{s^2}(3+2s^2+3s^4)\cos 2\varphi\right] =$

$= 2s'i \int_0^{2\pi} d\varphi\, \sin\mu\varphi \cdot \sin\varphi [\cdots]$. $\int_0^{2\pi} d\varphi \sin\mu\varphi \sin\varphi = \pi\delta_{\mu 1}$, $\int d\varphi \sin\mu\varphi \cdot \sin\varphi \cdot \cos\varphi =$ ($\mu>0$)

$= \frac{1}{2}\int_0^{2\pi} d\varphi \sin\mu\varphi \sin 2\varphi = \frac{1}{2}\pi\delta_{\mu 2}$, $\int d\varphi \sin\mu\varphi \sin\varphi\cos 2\varphi = \int d\varphi \sin\mu\varphi \cdot \frac{1}{2}[\sin 3\varphi - \sin\varphi] =$

$= \frac{1}{2}\pi[\delta_{\mu 3} - \delta_{\mu 1}]$. $I_\mu(s,s') = 2s'i\pi\left[\left\{1 + \frac{1}{4}\frac{s'^2}{s^2}(1+6s^2+s^4)\right\}\delta_{\mu 1} + \frac{1}{2}\frac{s'}{s}(1+s^2)\delta_{\mu 2} + \right.$

$\left. + \frac{1}{4}\frac{s'^2}{s^2}(3+2s^2+3s^4)\frac{1}{2}(\delta_{\mu 3} - \delta_{\mu 1})\right]$; $|F_\mu(k)|^2 = F_\mu \bar{F}_\mu = \int ds\, s \int ds'\, s' J_\mu(ks) J_\mu(ks')\, I_\mu(s,s')\, \bar{I}_\mu(s,s')$

$F_\mu(k) = \int ds\, s\, J_\mu(ks)\, 2\pi s' e^{i\pi/2} \left[\{\cdot\}\delta_{\mu 1} + \frac{1}{2}\frac{s'}{s}(1+s^2)\delta_{\mu 2} + \frac{1}{8}\frac{s'^2}{s^2}(3+2s^2+3s^4)(\delta_{\mu 3} - \delta_{\mu 1})\right]$

Escaneado con CamScanner

$$F_\mu(k) = 2\pi s' e^{i\pi/2} \int ds\,s\, J_\mu(ks) \left[\left\{ 1 - \frac{s'^2}{8}\left(\frac{1}{s^2} + s^2 - 10\right)\right\}\delta_{\mu 1} + \frac{1}{2}\frac{s'}{s}(1+s^2)\delta_{\mu 2} + \frac{s'^2}{8}\left(\frac{3}{s^2} + 3s^2 + 2\right)\delta_{\mu 3}\right]$$

$s' = s_+$

$$|F_\mu(k)|^2 = 4\pi^2 s'^2 \int ds\,s\, J_\mu(ks) \int ds'\, J_\mu(ks') [\cdots]_s [\cdots]_{s'} = 4\pi^2 s'^2 \int ds\,s \int ds'\, J_\mu J_\mu \times$$

$$\times \left[\{\cdot\}_s \delta_{\mu 1} \{\cdot\}_{s'} + \frac{1}{4}\frac{s'^2}{ss'}(1+s^2)(1+s'^2)\delta_{\mu 2} + \{\cdot\}_s \{\cdot\}_{s'} \delta_{\mu 3}\right] =$$

$$= 4\pi^2 s'^2 \int ds\,s \int ds'\, s' J_\mu(ks) J_\mu(ks') \left[\left\{ 1 - \frac{s'^2}{8}\left(\frac{1}{s^2} + s^2 - 10\right) - \frac{s'^2}{8}\left(\frac{1}{s'^2} + s'^2 - 10\right)\right\}\delta_{\mu 1} + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{4}\frac{s'^2}{ss'}(1+s^2)(1+s'^2)\delta_{\mu 2}\right] = \frac{}{2\pi} 4\pi^2 s'^2 \int ds\,s \int ds'\, s' \left[\left\{ 1 - \frac{s'^2}{8}\left(\frac{1}{s^2} + s^2 - 10\right) - \frac{s'^2}{8}\left(\frac{1}{s'^2} + s'^2 - 10\right)\right\}\right.$$

$$\left. \times J_1(ks) J_1(ks') + \frac{1}{4}\frac{s'^2}{ss'}(1+s^2)(1+s'^2) J_2(ks) J_2(ks')\right]$$

$$|F_\mu(k)|^2 = 4\pi^2 s'^2 \int ds\,s \int ds'\, s' \left[\left\{ 1 + 2s'^2 - \frac{s'^2}{8}\left(\frac{1}{s} - s\right)^2 - \frac{s'^2}{8}\left(\frac{1}{s'} - s'\right)^2\right\} J_1 J_1(\cdot) + \frac{1}{4}\frac{s'^2}{ss'}(1+s^2)(1+s'^2) J_2 J_2\right]$$

$$s'^2 = \left[\frac{s}{1+s^2}\right]^2 = \frac{s^2}{(1+s^2)^2} = \frac{s^2}{1+2s^2} = s^2(1-2s^2). \quad s'^2(1+2s'^2) =$$

$$= s^2(1-2s^2)(1+2s^2) = s^2(1-4s^4) \simeq s^2 \text{ с точн. до } s^4. \quad s'^4 = s^4.$$

$$\sum_{\mu>0} |F_\mu(k)|^2 = 4\pi^2 s^2 \int ds\,s \int ds'\, s' \left[\left\{ 1 - \frac{s^2}{8}\left(\frac{1}{s} - s\right)^2 - \frac{s^2}{8}\left(\frac{1}{s'} - s'\right)^2\right\} J_1 J_1(\cdot) + \frac{1}{4}\frac{s^2}{ss'}(1+s^2)(1+s'^2) J_2 J_2\right]$$

$$W_m^{vol}(s) = 2L \cdot 4\pi^2 s^2 \int \frac{dk}{k} f(kL) \int ds\,s \int ds'\, s' \left[\left\{ 1 - \frac{s^2}{8}\left(\frac{1}{s} - s\right)^2 - \frac{s^2}{8}\left(\frac{1}{s'} - s'\right)^2\right\} J_1(ks) J_1(ks') + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{4}\frac{s^2}{ss'}(1+s^2)(1+s'^2) J_2(ks) J_2(ks')\right] = \frac{\alpha}{2} s^2 + \frac{\alpha'}{4} s^4 - \text{def.}$$

$$\alpha = 16\pi^2 L \int \frac{dk}{k} f(kL) \left[\int ds\,(1+s^2) J_2(ks)\right]^2 = 2a$$

$$\alpha' = 8\pi^2 L \int \frac{dk}{k} f(kL) \left[\left\{ \int ds\,(1+s^2) J_2(ks)\right\}^2 - \frac{1}{2} \int ds\,s \int ds'\, s' \left\{ \left(\frac{1}{s} - s\right)^2 + \left(\frac{1}{s'} - s'\right)^2\right\} J_1(ks) J_1(ks')\right]$$

$\alpha' = 4(b - 2a)$ если $W_m(s) = as^2 + (b-2a)s^4$ как 19/IX 2012 г.

Эти α, α' (или $a, b-2a$) совпадают с расчетом от 19/IX 12 г., подтверждая его правильность.

$$[\cdots] = \int ds\,s \int ds'\, s' \left[\frac{(1+s^2)(1+s'^2)}{s s'} J_2(ks) J_2(ks') - \frac{1}{2}\left\{ \left(\frac{1}{s} - s\right)^2 + \left(\frac{1}{s'} - s'\right)^2\right\} J_1(ks) J_1(ks')\right]$$

1/III Беседа с Julian: Basque grant ~12/III известно прошел ли? сказал что еду в Porto, и Trieb. будь знать у него дома, что с travel money нет проблем, а bar local expenses в Portugal он получит только в June. Julian хочет в Porto-Braga (Sabbatical maybe) 11-14/III и напишет мне когда и где. Беседа с Марсом: organ samples dot arrays, рассказ об измерениях Co particles на GdAu$_2$ planned на синхротрон в Paris.

Переписка с D. Берков по поводу Окс. - DAAD Stipend, ST-напрей. Переписка с Окс.4. по AE-barrier file by Rostchin. Фархад - Colmenar Viejo 3/III Обсужд. α'-расчета (прислала свою оценку в (1/2)), DAAD-Stipend и JMMM-Mallorca etc. Reviewed and subm. to JAP paper by Shin - vortex $\Delta G_z(t)$.

2/III Подгот. лекций в UAM. Расчетка билетов в Мадрид, Порто.

3 - 7/III поездка в Мадрид 4/III и 5/III при часовых лекциях в UAM по M-dyn. nanostructures - Introd., SW и Vortex dynamics. Обсужд. с Фархадом F/N/F (double vortex в канале и F-case) exp. и simulations и exp. по dots в волноводах. V

326/39 dots вырезаны, на волноводах vortex state в F/N/F. Мне найти - F1 (2) (6) (3) F2 - double $W_{int}(\alpha)$ с Simm. Lara покажем - W_{int} — минимум при $\alpha = 180°$ и $\pm 90°$. Double-V state в F/N/F pillar имеет 90° 180° α более широкий интервал полей и диапазон токов ω колебаний - там в F-dot. Число Lara может сфо-тографировать DV-State, H делая (0,0) дырки в доле, там и сидеть DV cores. При H_x — тестир. pulse M_y DV — DV state → V за $\Delta t \sim 10$ ns. Если ~1 ns - 1 S в dots с одной и двумя circular holes (Pereira, немец PRL'04).

Escaneado con CamScanner

Non-linear Ve-field energy of CPP-current. $W_{oe}(S)$ - ST

Сим. 17/XI, 26/XII 09г. $W_{oe}(\vec{X}) = -M_S L H_0 \int d^2\vec{\rho}\, \rho\, m_\varphi(\vec{\rho},\vec{X})$, $H_0 = \frac{I}{2\pi R^2}$ (SI).

$m_\varphi = \sin\theta \sin(\Phi-\varphi)$. $\vec{F}_e(\vec{X}) = -\frac{\partial W_{oe}}{\partial \vec{X}} = M_S H_0 L \int d^2\vec{\rho}\, \rho \frac{\partial m_\varphi}{\partial \vec{X}}$,

$\frac{\partial m_\varphi}{\partial \vec{X}} = \cos\theta \sin(\theta-\varphi)\nabla_{\vec{X}}\theta + \sin\theta\cos(\Phi-\varphi)\nabla_{\vec{X}}\Phi$ I основная за сос-ние вектора

$m_+ = m_x + i m_y = \sin\theta\, e^{i\Phi}$, $m_\varphi = \frac{1}{i}\mathrm{Im}\left(\sin\theta\, e^{i(\Phi-\varphi)}\right) = \sin\theta\, \mathrm{Im}\, e^{i(\Phi-\varphi)}$.

$m_\varphi = \mathrm{Im}\left[m_+ e^{-i\varphi}\right]$, $\frac{\partial m_\varphi}{\partial \vec{X}} = \mathrm{Im}\left[\frac{\partial m_+}{\partial \vec{X}} e^{-i\varphi}\right]$.

Вне ядра $m_+ = m_x + i m_y = w = f/|f|$. $f(z) = \frac{i}{c}\mathbb{C}\left[z - \frac{(s+\bar{s}z^2)}{1+|s|^2}\right]$ - pole free model.

$w = e^{i\Phi}$, $m_+ = e^{i\Phi}$, $\frac{\partial m_+}{\partial \vec{X}} = i e^{i\Phi}\frac{\partial \Phi}{\partial \vec{X}}$, $\frac{\partial m_\varphi}{\partial \vec{X}} = \mathrm{Im}\left[i e^{i(\Phi-\varphi)}\frac{\partial \Phi}{\partial \vec{X}}\right] =$

$= \mathrm{Re}\left[e^{i(\Phi-\varphi)}\frac{\partial \Phi}{\partial \vec{X}}\right]$, $\Phi = \mathrm{Im}[\ln f(z)] = \ln[f/|f|]\frac{1}{i} = \left[\ln\frac{f}{\bar{f}}\right]\frac{1}{i} = \frac{1}{2i}[\ln f - \ln \bar{f}]$

$m_\varphi = \mathrm{Im}\left[\frac{f}{|f|}\frac{|z|}{z}\right] = \frac{|z|}{|s|}\mathrm{Im}\left[\frac{f(z)}{z}\right]$, $\frac{1}{z}f(z) = \frac{i}{c}\mathbb{C}\left[1 - \left(\frac{s}{z}+\bar{s}z\right)\frac{1}{1+|s|^2}\right]$

$\frac{s}{\rho} + \bar{s}\rho = \frac{|s|}{\rho}e^{i(\varphi_s-\varphi)} + \rho|s|\, e^{i(\varphi-\varphi_s)} = |s|\left(\frac{1}{\rho}+\rho\right)\cos(\varphi-\varphi_s) + i\{\dots\}$.

$\mathrm{Im}\left[\frac{f(z)}{z}\right] = \frac{\mathbb{C}}{c}\left[1 - |s|\left(\frac{1}{\rho}+\rho\right)\frac{\cos(\varphi-\varphi_s)}{1+|s|^2}\right]$

Escaneado con CamScanner

$m_\varphi = \frac{1}{|S|}\frac{\mathbb{C}}{c}\left[\rho - (1+\rho^2)\cos(\varphi-\varphi_S)\frac{|S|}{1+|S|^2}\right]$, $f(z) = \frac{\mathbb{C}}{c}\left[z - (S' + \bar{S}' z^2)\right]$, $S' = \frac{S}{(1+|S|^2)}$

при $\varphi_S = 0$: $S' = S/(1+|S|^2)$. $c^2|S|^2 = [z-(S'+\bar{S}'z^2)][\bar{z}-(\bar{S}'+S'\bar{z}^2)] =$

$= S'(z+\rho^2\bar{z}) - \bar{S}'(\bar{z}+\rho^2 z) + S'^2(1+z^2)(1+\bar{z}^2) =$

$= S'(z+\rho^2\bar{z}) - \bar{S}'(\bar{z}+\rho^2 z) + S'^2(1+z^2+\bar{z}^2+\rho^4) =$

$= \rho^2 - S'(z+\bar{z})(1+\rho^2) + S'^2(\dots) = \rho^2 - 2S'(1+\rho^2)\rho\cos\varphi + S'^2(1+\rho^4+2\rho^2\cos 2\varphi)$

$m_\varphi = \mathbb{C}\left[\rho - S'(1+\rho^2)\cos\varphi\right]\frac{1}{\sqrt{\rho^2 - 2S'\rho(1+\rho^2)\cos\varphi + S'^2(1+\rho^4+2\rho^2\cos 2\varphi)}}$

$m_\varphi = \mathbb{C}\left[1 - S'\frac{1}{\rho}(1+\rho^2)\cos\varphi\right]\frac{1}{\sqrt{1 - 2S'\frac{1}{\rho}(1+\rho^2)\cos\varphi + \frac{S'^2}{\rho^2}(1+\rho^4+2\rho^2\cos 2\varphi)}}$

$\frac{1}{\sqrt{1+x}} = 1 - \frac{1}{2}x + \frac{3}{8}x^2 + O(x^3)$, $x = -2S'\frac{1}{\rho}(1+\rho^2)\cos\varphi + \frac{S'^2}{\rho^2}(1+\rho^4+2\rho^2\cos 2\varphi)$

(далее надо, до x^4 если хотим $W_{oe}(S)$ до S^4.

$\frac{1}{\sqrt{1+x}} = 1 - \frac{1}{2}x + \frac{3}{8}x^2 + a_3x^3 + a_4x^4 + O(x^5)$.

$m_\varphi(S) = \left[1 - S'\frac{1}{\rho}(1+\rho^2)\cos\varphi\right]\left[1 + S'\frac{1}{\rho}(1+\rho^2)\cos\varphi - \frac{1}{2}\frac{S'^2}{\rho^2}(1+\rho^4+2\rho^2\cos 2\varphi) + \right.$

$+\frac{3}{8}\left\{4S'^2\frac{1}{\rho^2}(1+\rho^2)^2\cos^2\varphi - 4S'^3\frac{1}{\rho^3}(1+\rho^2)\cos\varphi(1+\rho^4+2\rho^2\cos 2\varphi) + S'^4\frac{1}{\rho^4}(1+\rho^4+2\rho^2\cos 2\varphi)^2\right\} +$

$+a_3\left\{-8S'^3\frac{1}{\rho^3}(1+\rho^2)^3\cos^3\varphi + 3\cdot 4S'^2\frac{1}{\rho^2}(1+\rho^2)^2\cos^2\varphi\cdot\frac{S'^2}{\rho^2}(1+\rho^4+2\rho^2\cos 2\varphi)\right\} +$

$\left.+a_4\left\{16S'^4\frac{1}{\rho^4}(1+\rho^2)^4\cos^4\varphi\right\}\right]$, $\int_0^{2\pi}d\varphi(\dots)$ даёт некоторые числа m_φ.

$m_\varphi(S) = 1 - S'^2\frac{1}{\rho^2}(1+\rho^2)^2\cos^2\varphi - \frac{1}{2}S'^2\frac{1}{\rho^2}(1+\rho^4) + \frac{3}{8}4\frac{S'^2}{\rho^2}(1+\rho^2)^2\cos^2\varphi +$

$+\frac{3}{8}\frac{S'^4}{\rho^4}(1+\rho^4+2\rho^2\cos 2\varphi)^2 + a_3 12\frac{S'^4}{\rho^4}(1+\rho^2)^2\cos^2\varphi(1+\rho^4+2\rho^2\cos 2\varphi) +$

$+a_4 16\frac{S'^4}{\rho^4}(1+\rho^2)^4\cos^4\varphi + \frac{3}{8}\cdot 4\frac{S'^4}{\rho^4}(1+\rho^2)^2\cos^2\varphi(1+\rho^4+2\rho^2\cos 2\varphi) +$

$+a_3\cdot 8\frac{S'^4}{\rho^4}(1+\rho^2)^4\cos^4\varphi$. // $\frac{1}{\mathbb{C}}m_\varphi = 1 + (\text{числа}\sim S'^2)\frac{1}{\rho^2} + \frac{1}{\rho^4}(\text{числа}\sim S'^4)$

$\int d^2\vec{\rho}\,\rho\, m_\varphi = \int d\varphi\int d\rho\,\rho^2\left[1 + \frac{(S'^2)}{\rho^2} + \frac{(S'^4)}{\rho^4}\right] = (\dots) + \int_c^1\frac{d\rho}{\rho^2}(S'^4) =$

$= (\text{регуляр. при } c\to 0) + \frac{(S'^4)}{c}$, $m_\varphi(S)$ разлагается по $\left(\frac{S}{\rho}\right)^2$ и $\frac{S^4}{\rho^4}$ даст $\frac{S^4}{c}$

при $\int d^2\vec{\rho}\,\rho(\dots)$. $\rho\in(c,1)$, т.е. разлагаем по $\left(\frac{S}{c}\right)^2$. И $S\ll c$ требуется для сходимости. Но для non-lin. regime $S\sim 0.5$ и $S\ll c$ не выполн. Так $c = 0.1-0.2$ точно.

// Т.е. для сходимости разложения $m_\varphi(S)$, $W_{oe}(S)$ надо $\frac{S}{c}\ll 1$, но практически интересная область $S>c$. $W_{oe}(S)\sim aS^2+bS^4$ расходится в интересной области. Power decomposition of $W_{oe}(S)$ неприменима.

(нужно до S'^2: $\frac{1}{\mathbb{C}}m_\varphi(S) = 1 + \frac{1}{2}\frac{S'^2}{\rho^2}(1+\rho^2)^2\cos^2\varphi - \frac{1}{2}\frac{S'^2}{\rho^2}(1+\rho^4)$

331/34

$\int d\varphi(\dots)$ даст $\cos^2\varphi\to\frac{1}{2}$ и $\frac{1}{\mathbb{C}}\langle m_\varphi(S)\rangle_\varphi = 1 - \frac{1}{4}\frac{S'^2}{\rho^2}(1-\rho^2)^2$

$\int_c^1 d\rho\,\rho^2\langle m_\varphi\rangle_\varphi = \int_c^1 d\rho\left[\rho^2 - \frac{1}{4}S'^2(1-2\rho^2+\rho^4)\right] = \frac{1}{3} - \frac{1}{4}S'^2\left(\rho - \frac{2}{3}\rho^3 + \frac{\rho^5}{5}\right)\Big|_c^1 =$

$= \frac{1}{3} - \frac{1}{4}S'^2\left(1 - \frac{2}{3} + \frac{1}{5}\right) = \frac{1}{3} - \frac{2}{15}S'^2$, $S' = S/(1+S^2)$. „Non_linear_Vortex.mcd"

$W_{oe}(S') = W_{oe}(0)\left[1 - \frac{2}{5}S'^2\right]$ – хорошо при $W_{oe}(S)$ при $S\le 0.25$.

Поправка при $c=0.1$ $W_{oe}(S') = W_{oe}(0)\left[1 - \frac{2}{5}S'^2 - S'^4\right]$ – хорошо при $S\le 0.5$

до $W_{oe}(S')$ до S'^4 хорошо при $c\le 0.1$. При росте c, коэф. S'^4 падает ($c>0.1$)

Escaneado con CamScanner

$W_{ee}(s) = -M_s L H_0 \int d^2\vec{s}\, s\, m_\varphi(\vec{s}, s)$ зависит от $|s|^2$ в силу изм. симметрии

Хазарата Noviembre $W_{ee}(s) = W_{ee}(0)\left[1 - \frac{2}{5}s^2 - s^4\right]$, $\frac{2}{5}\frac{s^2}{(1+s^2)^2} + s^4 = \frac{2}{5}s^2(1-2s^2) + s^4 = \frac{2}{5}s^2 + \frac{1}{5}s^4$

28

$(W_{ee}(s) = W_{ee}(0)\left[1 - \frac{2}{5}s^2 - \frac{1}{5}s^4\right])$ Окс. делала $W_{ee}(s)$ расчет в Oct. 2012, у нея Mathematica

т.к. $|f(z)|^2 \approx |z-s|^2 |1-\bar{s}z|^2$ Окс. использ. разложение по $|sz| < 1$, и

Asteroides 3) φ_{ee} $\sim \frac{1}{|z-s|}$ (числ.) в Mathematica, см. 19/V.

9/IV Klein прислал draft $\omega_G(\Delta)$ paper. PRL. Обсужд. с Окс. Klein-paper и вопросы. $W_{ex}(s)$ при $s \approx 1$ в rigid v. model. Беседа с Жуковым и.: 1) дали $\simeq 18\%$ от гранд. Вторые consolider grant → переподал, усилив, 2) мне составил Invited программу Spindyn. session, а Славину — Spintronics (последняя Plaza Europa) 3) материал на нам. В банке, а адрес - change и полог в отдел франц.,

$W_{ee}(s=0) = -M_s L H_0 \mathbb{C} \int d^2\vec{s}\, s = -M_s L H_0 \mathbb{C} 2\pi \int_0 ds\, s^2 = -\frac{2\pi}{3} M_s L H_0 \mathbb{C} R^3$, $H_0 = \frac{I}{2\pi R^2}$ (SI).

$W_{ee}(s=0) = -\frac{1}{3} M_s L \mathbb{C} \cdot IR$ в SI, где $[I]$ в Amper. $H_\varphi(s) = H_0 s$ — поле. CPP current (J-uniform)

$W_{ee}(s', c)$ можно разложить по (s'/c) при $s' < c$, но физич. интересно $s' > c$. Power series по (s'/c) плохи при $(s'/c) > 1$. Строим $W_{ee}(s', c)$ точно (численно) а потом подгоняем s'^4 - член. Это эффект. разложение $W_{ee}(s')$ по $(s')^2$-powers.

Вопрос с Окс. $W_{ex}(s)$ при $s \approx 1$ в rigid v. model для ΔE_v. E-mail to Slavin $W_{ee}(s)$

Глеб прислал M(H) dots ($L = 9/300$ nm) Маликова. M(H) не тип. для них, но $M_r \approx 10\% M_s$, что указывает single vortex stable state при $H = 0$.

10/IV Подготовка списка Invited talks 2006-2012 для Julian (grant appeal). Послал Julian'y 5 papers by Fert 2009-12, где он cited Guslienko. Рекоменд. Zapper $S(2)$ - vortex dyn. к публ. в PRB. Updated CV. Editing Klein - $\omega_G(\Delta)$ paper.

11/IV Revision of $\omega_G(\Delta)$-paper Klein in WinEdit. Послал revised MS со-авторам. Editing of sec. 1-3 of FMR - stripe paper - Arantxa. Пом. Окс. - получ. contract.

12/IV Подгот. Ses. M-dyn. и Spintronics - invited с Жуковым. Жуков: MEC - Вводит ограничения на grant-money с July 1, 2013 — только contracts и conferences, Запланир. заранее. Написал cover lett. Nemo Ras. для paper Окс. получила контакт 1/V 13 - 9/V 14 г. и подала appl. to Extranjería (FMR с Virginia) Анализ $W_{ex}(s)$, $s \approx 1$ rigid v. model — использ. контур. инт. Маликова.

13/IV С Л. и Ю. т.ч. Urbil и Garbera (св. одежда А. и полоца Ю.)

14/IV Конкур. инт. $W_{ex}(s)$ - Маликова трехмодули вблизи $s \approx 1$.

Можно $W(s) = \begin{cases} W_1(s), & s < 1 \\ W_2(s), & s > 1 \end{cases}$. При $s \approx 1$. $W(s) = W_1(1-c) - a \cdot s$, ($|1-s| \le c$)

лин. approximation. $s \to s - (1-c)$

$W(1+c) = W_1(1-c) - a\left[1 + c - (1-c)\right] = W_2(1+c)$ - условие сшивки.

Отсюда $a = \frac{1}{2c}\left[W_1(1-c) - W_2(1+c)\right]$ вычем. через $W_{1,2}(s)$ в анал. области, где $W_{1,2}(s)$ - просты и не надо, чтоб сами пересекали ур. дна.

332/33 $W_1^m(s)$ и $W_1^{ex}(s)$ содержат член $W_1^{m,ex}(s=0)$, соотв. $W(0) = W_1^m(0) + W_1^{ex}(0)$ - centered vortex energy. Именно этот скачок из-за $W(0)$ и сглаживался узлом v. core, явно пересекая ур. дна ($s \approx 1$), при VS $\rightleftarrows$ CS переходах. Окс. показала, что $W_{ex}(s)$ не имеет синуса. $\ln(1-s)$ при узле v. core, но разрез проходит. лин. approximation $W(s)$ при $s \approx 1$ в плане.

15/IV Поиск files of invit. letters на семинары 2009-2012 для appeal Julian. Напис. JEMS'13 - Abstract по F/N/F-dyn. ST. Окс. отсут 3 часа в раб. время 2-5:00 PM (dentist) Editing FMR - stripes paper Arantxa. Обсужд. с Arantxa прогр. contract — надо подать запрос grant extension на 2014. Окс.: 1) W_1^m ? v. оставить, $W_{ex}(s)$ - resume; 2) general radial sw в 4-х coupled dots - delombens.

Escaneado con CamScanner

(7/V) Обучение с Атанаска и другите ее FMR-stripe talk на HMM'2013 (с ∧, 10 в Erosk.

(8/V) Четвъртък в , закупка цветове и шоколади на Ю. сградбу.

(9/V) Дежурят (Юлиан, Julian, Георги, Антоний, Martin (dbug.)) на ФМР-ден и
30 нали в City Hall на ресепшъ в 12^00! Сирене и кафе 10 лева. Предварително
Бяхме поканени. В „la Posta", шапка. „МВЕЦ" в Кандов „Приятелите
к нощи дружби, где присед. Андрей Ивков — горяните уреди
Julian 1000€ cash и 1025€ пренесени в подарък на Ю. Стоя

(10/V) Четвъртък Matters по Kan trip to Patxi. Проверка talk - FMR by Атанаска.

(11/V) E-mails и подготовка. Wave-Multipoles talk to HMM'2013. Расчет. изводи и корр

(12-16/V) Travel to HMM'2013 (conf. Taormina, Sicilia. Беседи с Ом., Rafa, Славин (решили писать joint PRL по нашия Vortex ST oscillators). У Rafa $G_z(s)$ нещо, $D(s)$ отличаващо се много голяма при $D(s=0)$, F_{ST} в TVA не достигана
обучение ST-osc'll синхронно. с Берков (DMD-метод) и Славин (от хорал
потвърдиха синхронизацията non-lin oscillators using my m. coupling rules).
после Vortex-bubble dynamics (breathing, transl., winder-sw modes).

(17/V) delombaux MRFM - $W_G(\Delta)$: Проверка уред $W_H(\vec{s})$ (λ-член) в $W_G(\Delta)$.

31/III 2011 отбелязано, че Thiele eq. можело да бъде записано като $\dot{\vec{\mu}} = a\hat{z}\times\frac{\partial W}{\partial \vec{\mu}}$, $\vec{\mu} = \langle \vec{m}\rangle_V$, $a\gamma G_z^{-1}$.
$\vec{s} = \hat{z} + \vec{\mu}$, $\langle \vec{m}\rangle \sim \vec{s}$ в ин. приближ. по S_z. Нелинейност $W_z(\vec{s}) \sim \langle \vec{m}\rangle_V(\vec{s})$ сказва
много $W(\vec{\mu}) = \frac{1}{2\chi}\vec{\mu}^2$, $\dot{\vec{\mu}} = a\hat{z}\times\frac{\vec{\mu}}{\chi} = \frac{a}{\chi}\hat{z}\times\vec{\mu} = \frac{a}{\chi}\begin{vmatrix} \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \\ 0 & 0 & 1 \\ \mu_x & \mu_y & 0 \end{vmatrix} = \frac{a}{\chi}(\hat{y}\mu_x - \hat{x}\mu_y)$.

$\left\{\begin{matrix} \dot{\mu}_x = \frac{a}{\chi}(-\mu_y) \\ \dot{\mu}_y = \frac{a}{\chi}\mu_x \end{matrix}\right\}$ $\ddot{\mu}_x = \frac{a}{\chi}(-1)\dot{\mu}_y = -\frac{a^2}{\chi^2}\mu_x$, $\omega_0^2 = a^2/\chi^2 = \chi^2/G^2$.

$W(\vec{s}) = \frac{\chi}{2}\vec{s}^2 = \frac{\chi}{2}\frac{1}{\xi^2}(\hat{z}+\vec{\mu})^2 = \frac{\chi}{2}\frac{1}{\xi^2}\vec{\mu}^2$, $\frac{1}{\chi} = \frac{\chi}{\xi^2}$, $\xi = 2/3$ - TVA. $a = \chi\frac{\chi}{G} = \frac{\xi^2}{\chi G} = \frac{\chi}{G}$

$\vec{\mu}$ - представянето вярно и дава W_{int} (dot-dot), когато показателят, че W_n не
зависи от dot chiralities Ω_n.

VC - breathing mode. Сл. 26/IX бобоц Thiele eq. VC - Breathing mode

$-\frac{1}{\gamma}\dot{\vec{m}} = \vec{m}\times\left[-\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \vec{m}} - d\dot{\vec{m}}\right]$, считаем $\vec{m}(\vec{r},t) = \vec{m}[\vec{r}, c(t)]$, $c(t) = \frac{R_c(t)}{R}$

$-\frac{\partial \vec{m}}{\partial c}\times\dot{\vec{m}} = \frac{\partial \vec{m}}{\partial c}\times\vec{m}\times\left[-\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \vec{m}} - d\dot{\vec{m}}\right] = -\vec{m}\left[\frac{\partial \vec{m}}{\partial c}\cdot\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \vec{m}} + d\dot{\vec{m}}\cdot\frac{\partial \vec{m}}{\partial c}\right] + \left[\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \vec{m}} + d\dot{\vec{m}}\right]\cdot\frac{\partial \vec{m}}{\partial c}$

$\vec{m}\cdot\frac{\partial \vec{m}}{\partial c} = \frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial c}\vec{m}^2 = 0$. $\dot{\vec{m}} = \frac{\partial \vec{m}}{\partial c}\dot{c}$. $\frac{\partial \vec{m}}{\partial c}\times\frac{\partial \vec{m}}{\partial c}\dot{c} = \vec{m}\left[\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial c} + d\dot{c}\left(\frac{\partial \vec{m}}{\partial c}\right)^2\right] = 0$

$d\dot{c}\left(\frac{\partial \vec{m}}{\partial c}\right)^2 = -\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial c}$ - вот так да! Relaxation dynamics only.

$\mathcal{H}(c) = \mathcal{H}_{ex}(c) + \mathcal{H}_m(c)$ при $H_z = 0$, $\mathcal{H}(c)$ - energy of vortex by Usov's

$\left(\frac{\partial \vec{m}}{\partial c}\right)^2 = \left(\frac{\partial m}{\partial c}_x\right)^2 + \left(\frac{\partial m_y}{\partial c}\right)^2 + \left(\frac{\partial m_z}{\partial c}\right)^2 = \left[\left(\frac{\partial \Theta}{\partial c}\right)^2 + \sin^2\Theta\left(\frac{\partial P}{\partial c}\right)^2\right]$, $m = \sin\Theta e^{iq}$, $m_z = \cos\Theta$

$m_z = \frac{c^2 - s^2}{c^2 + s^2}$ Abendum Diciembre $\frac{\partial m_z}{\partial c} = -\sin\Theta\frac{\partial \Theta}{\partial c} = \frac{1}{(c^2+s^2)^2}\left[2c(c^2+s^2) - (c^2-s^2)2c\right] = \frac{4cs^2}{(c^2+s^2)^2}$

$\frac{\partial \vec{m}}{\partial c}$ в ин. приближ. надо при $c = c_0$, c_0 - eq. VC radius из $\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial c} = 0$.

$\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial c} = \frac{\partial}{\partial c}\left[\mathcal{H}(c_0) + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 \mathcal{H}}{\partial c^2}\Big|_{c_0}(c-c_0)^2\right] = \lambda(c-c_0)$.

Larunbata · Sábado 6 Domingo · Igandea

335/30 $\dot{c} = -\frac{1}{d\left(\frac{\partial \vec{m}}{\partial c}\right)^2_{c_0}}\lambda(c-c_0) = -\frac{1}{\tau}(c-c_0)$ - Чисто relax. dynamics. Где $c(t)$ - oscillations of breathing type?

Это так если $M_V = 0$, т.е. $\vec{m}(\vec{r},t) = \vec{m}[\vec{r}, c(t)]$. Надо $\vec{m}[\vec{r}, c(t), \dot{c}(t)]$.

Вернемся при $M_V \neq 0$: $\left(M_V F(c)\ddot{c} + d\dot{c}\left(\frac{\partial \vec{m}}{\partial c}\right)^2 = -\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial c}\right)$ Линеаризация.

$M_V F(c_0)\ddot{c} + \lambda\tau\dot{c} = -\lambda(c-c_0)$. Без damping: $M_V F_0\ddot{c} + \lambda c = 0$ или $\omega_B^2 = \frac{\lambda}{M_V F_0}$

M_V найти из interaction breath. mode with radial SW(?) надолго без ФМР!

Вакансията $W_B \propto W_{SW}$ - силното смесване с radial SW. Сл. Bubble dyn. - B. Krueger PRL '2012

Zacarías v. Breathing mode

Escaneado con CamScanner

(4/IV) Проверка non-linear damping $\hat{D}(s)$ for non-lin. ST papers.

$\sum (\nabla m_\alpha)^2 = \frac{8}{(1+w\bar{w})^2}\left[\frac{\partial w}{\partial z}\frac{\partial \bar{w}}{\partial \bar{z}} + \frac{\partial w}{\partial \bar{z}}\frac{\partial \bar{w}}{\partial z}\right]$, но $\hat{D}(s)$ откуда?

$\int d^2\vec{s} \frac{\partial \mathcal{U}}{\partial \bar{z}} = \frac{1}{2i}\oint \frac{\mathcal{U}(z,\bar{z})}{\partial z} dz$ - Т-ну Римана-Грина можно использ. для $\hat{D}(s)$ только в rigid v. model, $\frac{\partial}{\partial z} = -\frac{\partial}{\partial s}$.

$\frac{\partial W}{\partial s_\alpha} = \int d^3\vec{r} \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial s_\alpha}$ delocalens - $\omega_G(\Delta)$ $\mathcal{H}$ - energy density, $\vec{H}_{eff} = -\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \vec{M}}$ в LLG eq. 26/IV 12г.

Для MRFM - delocalens считаем ratio $\frac{\omega_G(\Delta)}{\omega_G(\Delta=0)}$ - Eq. (4) by the manuscript

$\omega_G(\Delta=0) = \frac{\chi(H_z)}{G(H_z)}\Big|_{\Delta=0} = \omega_G(H_z=0)\left[1 + H_z(\Delta)/H_s\right]_{\Delta=0} = \frac{\chi(0)}{G(0)}\left[1 + \frac{H_z(\Delta=0)}{H_s}\right]$, 13/II

Def. $\omega_0 = \chi(0)/G(0)$ н/ф $H_z=0$. $\omega_G(\Delta=0) = \omega_0\left[1 + H_z(\Delta=0)/H_s\right]$. $\omega_0^{eff} = \omega_G^{(\Delta)}(0)$

$\omega_G^2(\Delta) = \frac{\sin^2\theta_0}{G^2(H_z)}\left[\chi^2\right] \xrightarrow{(3/II)} G^2\omega_G^2 = \chi^2\left[1 + 4\frac{\chi'}{\chi}|S|^2\right] - \Lambda^2 + 4\chi'\Lambda S_x S_y$.

$S_x S_y = \frac{1}{2}|S|^2 \sin 2\varphi_S$ $\omega_G^2 = \frac{(\chi^2-\Lambda^2)}{G^2} + \frac{\chi^2}{G^2}4\frac{\chi'}{\chi}|S|^2 + \frac{1}{G^2}4\chi'\Lambda\frac{|S|^2}{2}\sin 2\varphi_S$

$\omega_G^2(\Delta) = \frac{1}{G^2(H_z)}\left[\chi^2 - \Lambda^2\right] + \frac{\chi^2}{G^2(H_z)}\cdot 4\left(\frac{\chi'}{\chi}\right)|S|^2\left[1 + \frac{1}{2}\frac{\Lambda}{\chi}\sin 2\varphi_S\right]$, $\chi = \chi(H_z)_{\Delta\neq 0}$.

$\omega_G^2(\Delta) = \frac{\chi^2}{G^2(H_z)}\left[1 - \frac{\Lambda^2}{\chi^2}\right] + 4\frac{\chi'}{\chi}|S|^2\left(1 + \frac{1}{2}\frac{\Lambda}{\chi}\sin 2\varphi_S\right)$

$\omega_G(\Delta) = \frac{\chi}{G(H_z)}\left[1 - \frac{1}{2}\frac{\Lambda^2}{\chi^2} + 2\frac{\chi'}{\chi}|S|^2\left(1 + \frac{1}{2}\frac{\Lambda}{\chi}\sin 2\varphi_S\right)\right]$, н/ф $\frac{\Lambda^2}{\chi^2} \ll 1$, $|S|^2 \ll 1$.

пренебрегаем $\frac{1}{2}\frac{\Lambda^2}{\chi^2}$ по сравн. с 1: $\omega_G(\Delta) = \frac{\chi(H_z)}{G(H_z)}\left[1 + 2\frac{\chi'}{\chi}|S|^2\left(1 + \frac{1}{2}\frac{\Lambda}{\chi}\sin 2\varphi_S\right)\right]$

$\omega_G(\Delta=0) = \omega_0\left[1 + H_z(\Delta=0)/H_s\right]$ - ? $\omega_G(\Delta=0) = \frac{\chi(H_z)}{G(H_z)}\Big|_{\Delta=0}$, $S_0=0$ н/ф $\Delta=0$

$\frac{\omega_G(\Delta)}{\omega_G(\Delta=0)} = \frac{1}{\omega_0}\frac{\chi(H_z)}{G(H_z)}\left[1 + 2\frac{\chi'}{\chi}|S|^2\left(1 + \frac{1}{2}\frac{\Lambda}{\chi}\sin 2\varphi_S\right)\right]$, $\begin{cases}\chi = \chi(H_z)\\ \chi' = \chi'(H_z)\\ G = G(H_z)\end{cases}$

$\omega_G(\Delta)$ совп. с 13/II. Но как учесть $\chi(H_z)$, $\chi'(H_z)$, $G(H_z)$ если $H_{z(\vec{r})} = H_z^{ext} + H_z^{tip}(\vec{r})$ - неоднородно по dot?

χ, χ' находятся из $W_m \sim \int dz_{dot}\int d^2\vec{s}\int d^2\vec{s}' F(\vec{r},\vec{r}')\,\mathrm{div}\vec{m}(\vec{s})\,\mathrm{div}\vec{m}(\vec{s}') \sim \int d^2\vec{s}\,d^2\vec{s}'\,F(\vec{s},\vec{s}')\,\mathrm{div}_{(\vec{s})}\vec{m}\,\mathrm{div}_{(\vec{s}')}\vec{m}$

в $\mathrm{div}\vec{m}$ дадут вклад лишь m_x, m_y (in-plane comp. $\vec{m}$), т.к. $\frac{\partial m_z}{\partial z} = 0$, $\vec{m} \neq f(t)$.

$m_\alpha(H_z)\,m_\beta(H_z) \sim \sin^2\theta_0(H_z)$ uniform H_z, заменяем на $\mathrm{div}\left[\vec{m}(0)\sin\theta_0(H_z(\vec{s}))\right]$?

$\mathrm{div}\left[\vec{m}(\vec{s}', H_z)\cdot \sin\theta_0\left(H_z(\vec{s}')\right)\right] = \mathrm{div}\left[\vec{m}(\vec{s},0)\sin\theta_0(\vec{s})\right]\cdot \mathrm{div}\left[\vec{m}(\vec{s}',0)\sin\theta_0(\vec{s}')\right]$ $\alpha,\beta = x,y$; $H_z=0$

$\mathrm{div}(\varphi\vec{F}) \overset{!}{=} \nabla\varphi\cdot\vec{F} + \varphi\nabla\cdot\vec{F}$, $\mathrm{div}\left[\vec{m}\sin\theta_0\right] = \nabla(\sin\theta_0)\cdot\vec{m} + \sin\theta_0\,\mathrm{div}\vec{m}$

$\nabla(\sin\theta_0) = -\cos\theta_0\,\nabla H_z(\vec{s})$. Оценить ∇H_z. Насколько оно можно пренебречь?

$\mathrm{div}\left[\left[\vec{a}(\vec{s})\,s + \vec{b}(\vec{s})\,s^3\right]\sin\theta_0(\vec{s})\right]\mathrm{div}\left[\dots\right]\vec{s}' \sim \langle\sin\theta_0(\vec{s})\cdot\rangle^2$ или $\sim \langle\sin^2\theta_0(\vec{s})\rangle$

$W_m(H_z) \sim \int d^2\vec{s}\,d^2\vec{s}'\,F(\vec{s},\vec{s}')\langle\sin\theta_0(\vec{s})\rangle\langle\sin\theta_0(\vec{s}')\rangle\,\mathrm{div}\vec{m}(\vec{s},0)\,\mathrm{div}\vec{m}(\vec{s}',0) \sim \langle\sin\theta_0(\vec{s})\rangle^2 \sim$

$\langle\dots\rangle$ - среднее - это то только выносим из $\mathrm{div}(\dots)$, считая $\mathrm{div}(\vec{m}\sin\theta_0) \approx \langle\sin\theta_0\rangle\mathrm{div}\vec{m}$

$G(H_z) = G(0)\left[1 - \cos\theta_0(R)\right] \sim -\int d(\cos\theta) = -\cos\theta\Big|_{core}^{R} = \cos\theta_{core} - \cos\theta(R) = 1 - \cos\theta(R)$

$\cos\theta_0(R)$ берется по $H_z(\vec{s},\Delta)$ на краю dot $|\vec{s}| = R$.

Надо найти $\chi(H_z)$ для неоднород. $H_z(\vec{r})$. $\chi, \chi' \sim \langle\sin^2\theta_0(\vec{s})\rangle_{dot}^2$ и

$G(H_z) = G(0)\left[1 - \cos\theta_0(R)\right]$, $\cos\theta_0(\vec{s}) = H_z(\vec{s})/H_s$.

$\frac{\chi(H_z)}{G(H_z)} = \frac{\chi(0)\langle\sin\theta_0\rangle_{dot}^2}{G(0)\left[1 - \cos\theta_0(R)\right]}$ и только если верны гипотезы. $\sin\theta_0^{eff}$, то

$\chi(H_z)/G(H_z) = \frac{\chi(0)}{G(0)}\left[1 + \cos\theta_0^{eff}\right]$. $\frac{\sin^2\theta_0}{(1-\cos\theta_0)} = 1 + \cos\theta$

Точнее $G(H_z) \sim \int_{core} d^2\vec{s}\,(\dots) \sim -\cos\theta\Big|_{\text{граница core}}^{\text{центр core}} = 1 - \cos\theta(\text{гр. core})$ $\cos\theta_0 = 1 - \cos\theta_0^{eff}$

$G(H_z) \sim \int d^2\vec{s}\,\sin\theta\,(\nabla\theta\times\nabla\Phi)$, $S \neq S_{core}$ если $\theta(\vec{s})$ для core из-за $H_z(\vec{s})$,

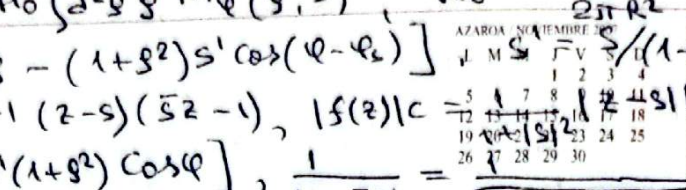
можно брать $S = S_{dot}$ и $\cos\theta'(R)$ вместо $\cos\theta(\text{гр. core})$.

Semana • Año 49

Escaneado con CamScanner

(19/V) Снабим нросим nonlin. $W_{ee}(s)$ ST-vortex. См. 8/IV. $W_{ee}(s)$-ST

Abendua · Diciembre $W_{ee}(s) = -M_s L H_0 \int d^2\vec{s}\, g\, m_\varphi(\vec{s}, s)$, $H_0 = \frac{I}{2\pi R^2}$ (SI), надо до s^4.



ТУА $m_\varphi(\vec{s}, s) = \frac{C}{c}\left[\rho - (1+\rho^2)s\cos(\varphi-\varphi_s)\right]$, $f(z) = -i\frac{C}{c}\frac{1}{(1+|s|^2)^{-1}}(z-s)(\bar{s}z-1)$, $|f(z)|_C = \frac{C}{c}|s|$

$\frac{1}{c} m_\varphi = \frac{(1+s\bar{s})}{|z-s||z\bar{s}-1|}\left[\rho - s(1+\rho^2)\cos\varphi\right]$, $\frac{1}{|1-\bar{s}z|} = \frac{1}{\sqrt{1-2s\rho\cos\varphi+s^2\rho^2}}$ — момент

Легендра-Майер на $|s|\rho \ll 1$. $\frac{1}{\sqrt{1+x}} \cong 1 - \frac{x}{2} + \frac{3}{8}x^2 + O(x^3)$, $s\rho = t$

$\frac{1}{\sqrt{1-2t\cos\varphi+t^2}} = \sum_n P_n(\cos\varphi)\, t^n$, $t<1$.

$\int_0^{2\pi} d\varphi\, m_\varphi = (1+s\bar{s})\int \frac{[\rho - s(1+\rho^2)\cos\varphi]}{\sqrt{\rho^2-2s\rho\cos\varphi+s^2}} \sum_n P_n(\cos\varphi) s^n \rho^n d\varphi = (1+s\bar{s})\sum_{n=0}^{\infty} s^n \rho^n J_n(\rho)$

$J_n(\rho) = \int_0^{2\pi} d\varphi \frac{[\rho - s(1+\rho^2)\cos\varphi]}{\sqrt{\rho^2-2s\rho\cos\varphi+s^2}} P_n(\cos\varphi)$. Надо $n = 0,1,2,3,4$, чтобы до s^4.

$J_0(\rho,s) = \int_0^{2\pi} d\varphi \frac{[\rho - s(1+\rho^2)\cos\varphi]}{\sqrt{\rho^2+s^2-2s\rho\cos\varphi}} = \rho\int_0^{2\pi} \frac{d\varphi}{\sqrt{\rho^2+s^2-2s\rho\cos\varphi}} - s(1+\rho^2)\int_0^{2\pi} \frac{d\varphi\cos\varphi}{\sqrt{\rho^2+s^2-2s\rho\cos\varphi}}$

$J_1(\rho,s) = \int_0^{2\pi} d\varphi \frac{[\rho - s(1+\rho^2)\cos\varphi]\cos\varphi}{\sqrt{\rho^2+s^2-2s\rho\cos\varphi}} = \rho\int d\varphi \frac{\cos\varphi}{\sqrt{\dots}} - s(1+\rho^2)\int d\varphi \frac{\cos^2\varphi}{\sqrt{\dots}}$

$J_2(\rho,s) = \frac{1}{2}\int d\varphi \frac{[\rho - s(1+\rho^2)\cos\varphi](3\cos^2\varphi-1)}{\sqrt{\rho^2+s^2-2s\rho\cos\varphi}} = \frac{1}{2}\rho(3I_2 - I_0) - \frac{1}{2}s(1+\rho^2)(3I_3 - I_1)$

$I_n = \int_0^{2\pi} d\varphi \frac{\cos^n\varphi}{\sqrt{s^2+\rho^2-2s\rho\cos\varphi}}$, $J_0(\rho,s) = \rho I_0 - s(1+\rho^2)I_1$, $J_1(\rho,s) = \rho I_1 - s(1+\rho^2)I_2$

$J_3(\rho,s) = \frac{1}{2}\int d\varphi \frac{[\cdot]}{\sqrt{\dots}}(5\cos^3\varphi - 3\cos\varphi) = \frac{1}{2}\rho(5I_3 - 3I_1) - \frac{s}{2}(1+\rho^2)(5I_4 - 3I_2)$

$J_4(\rho,s) = \frac{1}{8}\int d\varphi \frac{[\cdot]}{\sqrt{\dots}}(35\cos^4\varphi - 30\cos^2\varphi + 3) = \frac{1}{8}\rho(35I_4 - 30I_2 + 3I_0) - O(s^1)$

$I_0 = \int_0^{2\pi} \frac{d\varphi}{\sqrt{s^2+\rho^2-2s\rho\cos\varphi}} = \frac{2}{\sqrt{s^2+\rho^2}}\int_0^{\pi} d\varphi \frac{1}{\sqrt{1-\frac{2s\rho}{(s^2+\rho^2)}\cos\varphi}} = \frac{2}{s}\int_0^{\pi} \frac{d\varphi}{\sqrt{1+\left(\frac{\rho}{s}\right)^2 - 2\frac{\rho}{s}\cos\varphi}} = \frac{2}{s}2K\left(\frac{\rho}{s}\right)$, $\rho<s$

$I_0 = \frac{2}{\rho}\int_0^{\pi} d\varphi \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{s}{\rho}\right)^2+1-2\frac{s}{\rho}\cos\varphi}} = \frac{4}{\rho}K_0\left(\frac{s}{\rho}\right)$, $s<\rho$. $I_0(\rho,s) = 4\begin{cases} \frac{1}{s}K(\rho/s), & \rho<s \\ \frac{1}{\rho}K(s/\rho), & \rho>s \end{cases}$

Если $\rho = s$, то $I_0(\rho,s) \sim \ln\left(1-\frac{s}{\rho}\right)$ — расходится. Но $\int_0^{\text{или}c} d\rho F(\rho)$ интеграл.

~ $\rho>s$ ($\rho=1$) и $\rho<s$ ($\rho=0$ или $\rho=c$).

$I_1(\rho,s) = \int_0^{2\pi} d\varphi \frac{\cos\varphi}{\sqrt{\rho^2+s^2-2s\rho\cos\varphi}} = 4\begin{cases} \frac{1}{s}\frac{s}{\rho}[K(\rho/s) - E(\rho/s)], & \rho<s \\ \frac{1}{\rho}\frac{\rho}{s}[K(s/\rho) - E(s/\rho)], & \rho>s \end{cases}$

$J_0(\rho,s) = 4\rho\begin{cases} \frac{1}{s}K(\rho/s) \\ \frac{1}{\rho}K(s/\rho) \end{cases} - 4s(1+\rho^2)\begin{cases} \frac{1}{\rho}\cdot[K(\rho/s) - E(\rho/s)] \\ \frac{1}{s}[K(s/\rho) - E(s/\rho)] \end{cases}$, $\rho<s$, $\rho\in[0,1]$ или; $\rho>s$, $\rho\in[c,1]$

Я ранее разлагал по s, предполагая $s<\rho$, $s<c$ в том числе. Но $s>c$ может. Надо брать и $s>\rho$ и $s<\rho$, сингулярность при $\rho = s$ интегрируема. (если $s<\rho$, ρ — какая сингулярность при $z=s$ не имел

$m_\varphi = \mathrm{Im}\, e^{i(\Phi-\varphi)} = \mathrm{Im}\left[\frac{f(z)}{|z|}\frac{|z|}{z}\right]$ — $m_\varphi = \mathrm{Im}\, e^{i[\Phi(z,s)-\varphi]}$ имел, точнее они сокращаются.

имел сингулярность (устранимую) фазу $\Phi(z,s)$.

338/27 $\mathrm{Im}\frac{f(z)}{z} = \frac{C}{c}\left[1 - |s|\left(\frac{1}{\rho}+\rho\right)\cos(\varphi-\varphi_s)\right] = 0$ при $z=s$, $|s|=\rho$, $\varphi=\varphi_s$.

$J_0(s,s) = 4K(1) - 4s\frac{1}{s}[K(1) - E(1)] = 4E(1)$ $E(1) = 1$ конечен $K(1) \sim \ln(1-k) \to \infty$

$(1+s^2)J_0(\rho,s) = 4\begin{cases} \left(\frac{\rho}{s} - \frac{s}{\rho}\right)K(\rho/s) + \frac{s}{\rho}(1+\rho^2)E(\rho/s) \\ (s^2-\rho^2)K(s/\rho) + (1+\rho^2)E(s/\rho) \end{cases}$, $\rho<s$ / $\rho>s$.

$(1+s^2)J_1(\rho,s) = (1+\rho^2)\rho I_1 - s(1+\rho^2)I_2 = \int_0^{2\pi} d\varphi \frac{1}{\sqrt{s^2+\rho^2-2s\rho\cos\varphi}}[(1+s^2)\rho\cos\varphi - s(1+\rho^2)\cos^2\varphi]$

Сложность с I_2. В гр.-р. его нет. Если ρ до s^2, то J_1 с точн. до s и

49 Asier · Semana $(1+s^2)J_1(\rho,s) = (1+s^2)\rho I_1(\rho,s) - s(1+\rho^2)\frac{1}{\rho}\int_0^{2\pi} d\varphi\cos^2\varphi = (1+s^2)\rho I_1(\rho,s) - \pi s\frac{(1+\rho^2)}{\rho}$

тогн. до s^2: $\int_0^s d\varphi m_\varphi = \mathcal{I}_0(s,s)(1+s^2) + s(1+s^2)s\,\mathcal{I}_1(s,s) =$

$(1+s^2)\mathcal{I}_0(s,s) + s^2\left[(1+s^2)\mathcal{I}_1(s,s) - \pi s\frac{(1+s^2)}{s}\right] = \mathcal{I}_0(s,s)(1+s^2) +$

$s^2\mathcal{I}_1(s,s) - \pi s^2(1+s^2)$. Надо $\int_0^1 d\varrho\varrho^2$ и $\int_0^1 d\varrho\varrho^4$. $\int_0^1 d\varrho(\cdot) = \int_0^s d\varrho(\cdot) + \int_s^1 d\varrho(\cdot)$. Вспом. $\mathcal{I}_0$.

$\int_0^s d\varrho\varrho^2\left(\frac{\varrho}{s} - \frac{s}{\varrho}\right)K(\varrho/s) = \frac{1}{s}\int_0^s d\varrho\varrho(\varrho^2 - s^2)K(\varrho/s) = \Big|\varrho/s = t\Big| =$

$s^3\int_0^1 dt\, t(t^2-1)K(t)$ — не дает вклада, $\sim s^3$.

$\int_0^s d\varrho\varrho^2\frac{s}{\varrho}(1+s^2)E(\varrho/s) = s^3\int_0^1 dt\, t^2\frac{1}{t}(1+s^2t^2)E(t)$ — не дает вклада, $\sim s^3$

$E(1)=1$, $E(0)=\pi/2$.

$\int_0^s d\varrho\varrho^2(s^2-\varrho^2)K(\varrho/s) = \Big|\frac{\varrho}{s}=t\Big| = s^5\int_1^{1/s} dt\, t^2(1-t^2)K(1/t) = \Big|\frac{1}{t}=u,\ -\frac{1}{t^2}dt = du\Big| =$

$= s^5\int_1^s \frac{du}{u^2}\frac{1}{u^2}\left(1-\frac{1}{u^2}\right)K(u) = s^5\int_1^s \frac{du}{u^6}(u^2-1)K(u)$, $K(0)=\pi/2$, инт. содержит s^0 и s^2.

$K(u) = \frac{\pi}{2}\left[1+\frac{u^2}{4}+\dots\right]$, исп.: $\int_0^1 d\varrho\varrho^2(s^2-\varrho^2)K(\varrho/s) \approx \frac{\pi}{2}s^5\int_s^1 \frac{du}{u^6}(u^2-1)\left(1+\frac{u^2}{4}\right) =$

$= \frac{\pi}{2}s^5\int_s^1 \frac{du}{u^6}\left[-1+\frac{3}{4}u^2\right] = \frac{\pi}{2}s^5\left[(-1)\frac{u^{-5}}{(-5)} + \frac{3}{4}\frac{u^{-3}}{(-3)}\right]_s^1 = \frac{\pi}{2}s^5\left[\frac{1}{5}\left(1-\frac{1}{s^5}\right) - \frac{1}{4}\left(1-\frac{1}{s^3}\right)\right] =$

$= \frac{\pi}{2}\left[-\frac{1}{5}+\frac{1}{4}s^2\right]$. // $\int_s^1 d\varrho\varrho^2(1+\varrho^2)E(\varrho/s) = \Big|\frac{s}{\varrho}=u,\ d\varrho = -\frac{s}{u^2}du\Big| =$

$= \int_1^s du\, u^4(-s^3)\left(1+\frac{s^2}{u^2}\right)E(u) = +s^3\int_1^s \frac{du}{u^4}(1+s^2u^2)E(u) = +s^3\int_1^s \frac{du}{u^4}(1+s^2u^2)\times$

$\times\frac{\pi}{2}\left(1-\frac{u^2}{4}\right) = +\frac{\pi}{2}s^3\int_s^1 \frac{du}{u^4}\left[1+s^2\frac{1}{u^2} - \frac{u^2}{4} - \frac{1}{4}s^2\right] = +\frac{\pi}{2}s^3\int_s^1 du\left[\frac{1}{u^4}+\frac{s^2}{u^6} -\right.$

$\left. -\frac{1}{4}\frac{1}{u^2} - \frac{s^2}{4}\frac{1}{u^4}\right] = +\frac{\pi}{2}s^3\left[\frac{u^{-3}}{(-3)} + s^2\frac{u^{-5}}{(-5)} - \frac{1}{4}\frac{u^{-1}}{(-1)} - \frac{s^2}{4}\frac{u^{-3}}{(-3)}\right]_s^1 =$

$= +\frac{\pi}{2}s^3\left[-\frac{1}{3}\left(1-\frac{1}{s^3}\right) - \frac{s^2}{5}\left(1-\frac{1}{s^5}\right) + \frac{1}{4}\left(1-\frac{1}{s}\right) + \frac{3}{4}s^2\left(1-\frac{1}{s^3}\right)\right] =$

$= +\frac{\pi}{2}\left[\frac{1}{3}+\frac{1}{5} - \frac{1}{4}s^2 - \frac{3}{4}s^2\right] = +\frac{\pi}{2}\left[\frac{8}{15} - s^2\right]$

$\int \mathcal{I}_1(\varrho,s)\varrho^4 d\varrho$ с тогн. до s: $\int_0^s d\varrho\varrho^4\mathcal{I}_1(\varrho,s) = \int_0^s d\varrho\varrho^4\frac{4}{\varrho}\left[K(\varrho/s) - E(\varrho/s)\right] =$

$= \Big|\varrho/s = t\Big| = 4s^4\int_0^1 dt\, t^3\left[K(t) - E(t)\right] \sim s^4$, $\int dt$ — сходится.

$\int_s^1 d\varrho\varrho^4\frac{4}{s}\left[K(s/\varrho) - E(s/\varrho)\right] = \Big|s/\varrho = u,\ d\varrho = -s\frac{du}{u^2}\Big| = \frac{4}{s}\int_1^s (-s)\frac{du}{u^2}\frac{s^4}{u^4}\left[K(u) - E(u)\right] =$

$= -4s^4\int_1^s \frac{du}{u^6}\left[K(u) - E(u)\right] = -4s^4\int_1^s \frac{du}{u^6}\frac{\pi}{4}u^2 = -\pi s^4\int_1^s \frac{du}{u^4} = -\pi s^4\left(\frac{u^{-3}}{(-3)}\right)\Big|_1^s =$

$= -\pi s^4\left(-\frac{1}{3}\right)\left[\frac{1}{s^3} - 1\right] = \frac{\pi}{3}s$.

$\int_0^1 d\varrho\varrho^2\int_0^{2\pi} d\varphi\, m_\varphi(\vec{\varrho},s) = (1+s^2)\int d\varrho\varrho^2\mathcal{I}_0(\varrho,s) + s\int d\varrho\varrho^4\mathcal{I}_1(\varrho,s) - \pi s^2\int_0^1 d\varrho\varrho^2(1+\varrho^2) =$

$= 4\cdot\frac{\pi}{2}\left[-\frac{1}{5}+\frac{1}{4}s^2\right] + 4\cdot\frac{\pi}{2}\left[\frac{8}{15} - s^2\right] + s\cdot\frac{\pi}{3}s - \pi s^2\left[\frac{\varrho^3}{3} + \frac{\varrho^5}{5}\right]_0^1 = 2\pi\cdot\frac{1}{3} +$

$+\pi s^2\left[\frac{1}{2} - 2 + \frac{1}{3} - \frac{1}{3} - \frac{1}{5}\right] = \frac{2\pi}{3} + \pi s^2\left[-\frac{3}{2} - \frac{1}{5}\right] = \frac{2\pi}{3} - \pi s^2\frac{17}{10}$ (!) (?)

$\int d^2\vec{\varrho}\,\varrho\, m_\varphi(\vec{\varrho}, s=0) = (\text{C})\int_0^1 d\varrho\varrho^2\int_0^{2\pi} d\varphi = 2\pi\frac{\varrho^3}{3}\Big|_0^1 = \frac{2\pi}{3}$, s^0-член верен.

вне сог

А без s^2-член отлич. от Gus' J.Ph.'11 и Khvalkov' PRB'09, проверить.

Note: s^2-член в $W_{oe}(s)$ сформирован за счет области $s<\varrho$ (!), т.е. (s/ϱ) все же можно использ. как параметр разложения ($\varrho_{min}\gtrsim c$).

Видимо, $W_{oe}(s) \sim \sum_n a_n(s/c)^n$ — это asymptotic series, расходится при $n\to\infty$, но точно передает $W_{oe}(s)$ при $s\ll 1$ и малых $c = R_c/R$.

ср. 8/IV $W_{oe}(s) = W_{oe}(0)\left[1 - \frac{2}{5}s^2 - \frac{1}{5}s^4\right]$, Non_linear_Vortex.mcd, хорошо up to $s\le 0.6$

$W_{oe}(s=0) = -\frac{2\pi}{3}\mathbb{C}M_s R^3 L H_0$, $H_0 = \frac{I}{2\pi R^2}(SI)$ и J-uniform.

Escaneado con CamScanner

(20/V) Mathcad „Non_linear_Vortex.mcd" и расчет $W_{0e}(s)$ от 2/IV. $W_{0e}(s') \approx \left[1 - \frac{2}{5}s'^2 - s'^4\right]$ до s^4, т.к. если заиен. $s' = s/(1+s^2)$ и $W_{0e}(s) = W_{0e}(0)\left[1 - \frac{2}{5}s^2 - \frac{1}{5}s^4\right]$ до s^4, т.к. $W_{0e}(s)$ хорошо приближ. только $W_{0e}(s)$ имеет при $s \le 0.3$. $W_{0e}(s)$ хорошо до $s \le 0.6$

Abendua · Diciembre

$$\frac{2}{5}s'^2 + s'^4 = \frac{2}{5}\frac{s^2}{(1+s^2)^2} + \frac{s^4}{(1+s^2)^4} = \frac{2}{5}s^2\frac{1}{1+2s^2+s^4} + s^4\frac{1}{(1+s^2)^4} = \frac{2}{5}s^2\left[1 - 2s^2 - s^4 + 4s^4\right] + s^4\left[1 - 4s^2\right] = \frac{2}{5}s^2 + \frac{1}{5}s^4 - \frac{14}{5}s^6$$

при s^6 знак и имеет другой знак по сравн. с s^2 и s^4.

Osteguna · Jueves

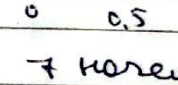
$W_{0e}(s) = W_{0e}(0)\left[1 - \frac{2}{5}s^2 - \frac{1}{5}s^4 + \frac{14}{5}s^6\right]$, вклад s^6 важен и больше s^4 вклада, даже ранее s^6 - разложение (ок при $s \le 0.2$) гораздо хуже $\left(W_{0e}(s') = W_{0e}(0)\left[1 - \frac{2}{5}s'^2 - s'^4\right]\right)$ - до s'^4. Т.е., параметром разложения должно быть именно $s' = \frac{s}{(1+s^2)}$, а не s. Разложение по s' - хорошее. $W_{0e}(s') \to$ даже при $s' = 0.47$, $s = 0.7$ имеет ошибку всего 3%!! при $c = 0.05 - 0.2$. Это $W_{0e}(s')$ - calculated вне „core".

Total $W(s) = W(0) + \alpha s^2 + \beta s^4$, $W_{0e}(s) = W_{0e}(0)\left[1 - \frac{2}{5}s^2 + (\text{большой } >0 \text{ член, содерж. } s^4, s^6 \ldots)\right]$

10 $W_{0e}(s) = -|W_{0e}(0)|\left[1 - \frac{2}{5}s^2 + F_{0e}(s)\right]$, $F_{0e}(s) > 0$ и велик для $s > 0.2$

→ Non-lin 0e - вклад в $W(s)$ и $w_G(s)$ будет $= -|W_{0e}(0)|F_{0e}(s) < 0$ и большим.

11 $W_{0e}(0) \sim -m_e H_e \sim -CI$, m_e вдоль $H_e \sim I$, $CI > 0$. Это сов. с Fig. 3 $w_{NL}(s)$ by Dussaux · PRB '12. ☎



Hotels → 12 Reserved 2-Bed room Bungalow в Coma Ruga на 7 ночей June 28 - July 5 за 611 € с бесплат. parking. Free отмена до 24^{00} 24 - June (Booking.com)

→ 13 Reserved and paid Hotel C. Perpignan Nord в Perpignan на 5 ночей - June 23-28 через Expedia.es за 390 €. Free отмена до 24^{00} 19/VI

(21/V) Обсужд. с Окс. присланного file Klein по $w_G(\Delta)$-paper: и мне и ей вопрос. ответы то Klein, ей проверить нет вывод $w_G(\Delta)$. Объяснили Окс. как смазь rad.-SW in saturated-H_t data для deLoubens. Обсужд. с Аранцха (и Окс. Чуб.) продление Аранцха contract: надо сейчас объявл. конкурс на postdoc position July-Dec. 2013 по Окс. AFC Уранту, не дожидаясь ран. MEC об extension на 2014. Окс. Таormina.

(22/V) Семинар G. Hadjipanayis, Delaware Univ. RE-free permanent magnets с Julian и George. Экскурсия по Lab и ресторан-downtown. Глеб прислал в FMR спектры of L=60nm FeM dots. Рез. Hotel Coma-Ruga подгот. и послал ABS-Vortex-Review to Conf. Coma-Ruga June 30 - July 5, 2013. Аранцха послала в Rectorat docs на объявл. конкурса. E-mails от О. Чубик. 30/V - 6/VI

(23/V) E-mail to Klein о French-Spain travel grant. Подгот. отчет to Melko о расчете $\Delta E(H)$, $H > H_n$ и сравн. с эксп.

Послал в Coma Ruga Credit C. number двумя e-mails. Registered for ICFPM13

19 $w_G(\Delta)$ deLoubens Проверка $w_G(\Delta)$. $W_H(\vec{s}) = -M_s\int dV\left[H_x m_x(\vec{s}) + H_y m_y(\vec{s})\right]$ - in-plane comp.

340/25 $W(\vec{s}) = W(0) + \frac{1}{2}\varkappa_{\alpha\beta}s_\alpha s_\beta$, $\varkappa_{\alpha\beta} = \frac{\partial^2 W}{\partial s_\alpha \partial s_\beta}\Big|_{\vec{s}_0}$, $W = W_m + W_H$ и $\varkappa_{\alpha\beta} = \varkappa_{\alpha\beta}^m + \varkappa_{\alpha\beta}^H$

$$\varkappa_{\alpha\beta}^H = \frac{\partial^2 W_H}{\partial s_\alpha \partial s_\beta} = -M_s\int dV\left[H_x\frac{\partial^2 m_x}{\partial s_\alpha \partial s_\beta} + H_y\frac{\partial^2 m_y}{\partial s_\alpha \partial s_\beta}\right],\ \varkappa_{xy}^H \neq 0\ (3/I) \text{ только}$$

из-за $H_x(\varphi)$ - нет, $H_y(\varphi)$ - нет., $\vec{H}(\vec{s})$ is field of the MFM tip.

$m_+ = e^{i\Phi}$ true are. $m_x + im_y = \cos\Phi + i\sin\Phi$,

$$\frac{\partial^2 m_x}{\partial s_x \partial s_y} = \cos\varphi\left[-m_0^2\sin^2\varphi + \frac{(1-s^4)}{s^2}\cos 2\varphi\right],\ \frac{\partial^2 m_y}{\partial s_x \partial s_y} = \sin\varphi\left[m_0^2\cos^2\varphi + \frac{(1-s^4)\cos 2\varphi}{s^2}\right]$$

$$\varkappa_{xy}^H = \frac{-3I\mu}{R}\int d^2\vec{s}\ \frac{d(\rho\cos\varphi - \Delta)\cos\varphi\{-m_0^2\sin^2\varphi + (\cdot)\cos 2\varphi\} + d\rho\sin^2\varphi\{m_0^2\cos^2\varphi + (\cdot)\cos 2\varphi\}}{\left[s^2 + \Delta^2 - 2\Delta\rho\cos\varphi + d^2\right]^{5/2}}$$

49 Aste · Semana

$(z+d) \to d$, т.к. $z \le L$, $\frac{L}{R} \ll d = D/R$.

Escaneado con CamScanner

$$\chi^H_{xy} = -3\beta\mu_0 dM_s \int d^2\vec{\rho}\, \frac{-\Delta\cos\varphi\{-m_0^2\sin^2\varphi + \frac{(1-\rho^4)}{\rho^2}(\cos^2\varphi)\} + \frac{1}{\rho}(1-\rho^4)\cos 2\varphi}{[\rho^2 - 2\Delta\rho\cos\varphi + \Delta^2 + d^2]^{5/2}}$$

Diciembre · Abendua

7

mag. moment of tip $m_0 = \frac{1}{\rho}(1-\rho^2)$, $[\mu M_s] = [M_{tip} V_{tip} M_s] = erg$.

$\chi^H_{xy} \sim S_x \times S_y$ $\quad \chi^H_{xy} = -\Lambda M_s (S_x S_y)^0$, $\chi^H_{xy} = -\frac{\Lambda}{3_x S_y} M_s$ $\Lambda = \Lambda_x + \Lambda_y$.

$S_x S_y$ были заменены на Λ. Тогда $\chi^H_{xy} = -\Lambda M_s$. $\Lambda M_s \to \Lambda$

$\chi^H_{xy} = -\Lambda$, где Λ defined 1/III, а гистограмма ω_G построена 13/II, исп. M_S.

Viernes · Ostirala

$\chi^H_{yx} = \Lambda$. или $\chi^H_{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} 0 & -\Lambda \\ \Lambda & 0 \end{pmatrix}$. Верно $\frac{|\Lambda|}{\chi} \cong \frac{9\pi}{20}\frac{M}{M_{dot}}\frac{d\Delta^2}{[\Delta^2+d^2]^{7/2}}$

где $\Delta = 2$, $d = 3$ нанм. $|\Lambda|/\chi \approx 0.13$ Членом Λ^2/χ^2 пренебрег, сравн. с 1.

Вывод: eq. $\omega_G(\Delta)$ от 13/II Верно учитывает W_H из-за H tip in-plane.

$$\chi_{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} \chi + \chi'|S|^2 + 2\chi' S_x^2 & 2\chi' S_x S_y + \Lambda \\ 2\chi' S_x S_y - \Lambda & \chi + \chi'|S|^2 + 2\chi' S_y^2 \end{pmatrix}, \quad \det \chi_{\alpha\beta} = G^2\omega_G^2 - \text{сов. ур.}$$

$$G^2\omega_G^2 = (\chi + \chi'|S|^2 + 2\chi' S_x^2)(\chi + \chi'|S|^2 + 2\chi' S_y^2) - (2\chi' S_x S_y - \Lambda)^2 = \chi^2 + \chi\chi'[|S|^2 + 2S_y^2 + |S|^2 + 2S_x^2] - \Lambda^2 + 4\chi'\Lambda S_x S_y + O(S^4) = \chi^2 + 4\chi\chi'|S|^2 + 4\chi'\Lambda S_x S_y$$

$$\omega_G^2 = \frac{\chi^2}{G^2}\left[1 + 4\frac{\chi'}{\chi}|S|^2\left(1 + \frac{\Lambda}{\chi}\frac{S_x S_y}{|S|^2}\right)\right], \quad \omega_G = \frac{\chi}{|G|}\left[1 + 2\lambda|S|^2\left(1 + \frac{\Lambda}{2\chi}\sin 2\varphi_s\right)\right]$$

Далее Замена $\chi \to \chi\sin^2\theta_0$, $\chi' \to \chi'\sin^2\theta_0$, $\Lambda \to \Lambda\sin\theta_0$ и получим

$$\omega_G(\Delta) = \frac{\chi}{|G|}\sin^2\theta_0\left[1 + 2\lambda|S|^2\left(1 + \frac{\Lambda}{2\chi}\frac{\sin 2\varphi_s}{\sin\theta_0}\right)\right] - \text{eq. } 13/\text{II}, \text{ upd. } 18/\text{IV}.$$

можно $\Lambda = -\chi^H_{xy}$. и $|G| \to |G|(1 - \cos\theta_0)$, $\cos\theta_0 = \langle H^z_{tot}\rangle / H_s$, $H^2_{tot} = H^2_{ext} + H^2_{tip}$.

В file-Word MFM-tip от 18/IV Sent to Klein надо $\left(\frac{\Lambda}{2\chi}\right)$ а не $\left(\frac{\Lambda}{\chi}\right)$.

Вычисление $\omega_G(\Delta)$ в Feb.-March проводились, учитывая $(\Lambda/2\chi)$.

Расчет W_H, $\chi^H_{\alpha\beta}$ основан на $m_+ = e^{i\varphi}$ и вычисл. $\frac{\partial\varphi}{\partial s_\alpha}$, $\frac{\partial^2\varphi}{\partial s_\beta \partial s_\beta}$

Достаточно $\Phi(\vec{s})$ до s^2_α, т.к. $\frac{\partial^2\varphi}{\partial s_\alpha^2 \partial s_\beta}$ надо при $s = 0$.

$$2\frac{\partial\varphi}{\partial s} = \frac{(1-\rho^2)}{(z-s)(s\bar{z}-1)} = (1-\rho^2)\frac{1}{z}\left(1 + \frac{s}{z} + \frac{s^2}{z^2} + \dots\right)(1 + s\bar{z} + s^2\bar{z}^2 + \dots) =$$

$$(1-\rho^2)\frac{1}{z}\left[1 + s\bar{z} + s^2\bar{z}^2 + s^2\frac{\bar{z}}{z} + \frac{s}{z} + \frac{s^2}{z^2} + \dots\right] = (1-\rho^2)\left[\frac{1}{z} + s\frac{\bar{z}}{z} + \frac{s}{z^2} + O(s^2)\right] =$$

$$(1-\rho^2)\left[\frac{1}{\rho}e^{-i\varphi} + |s|e^{i\varphi_s}e^{-i2\varphi} + e^{i\varphi_s}|s|\frac{1}{\rho^2}e^{-i2\varphi}\right] = (1-\rho^2)\left[\frac{e^{-i\varphi}}{\rho} + \left(1 + \frac{1}{\rho^2}\right)|s|e^{i\varphi_s}e^{i2\varphi}\right]$$

$$2\frac{\partial\varphi}{\partial s} = (1-\rho^2)\left[\frac{1}{z} + \frac{s}{z^2}(1+\rho^2)\right]$$ — именно это и использ. 31/I.

Расчет $\omega_G(\Delta)$ уже сделан. Проблема только в $\langle H^{tip}_z(z)\rangle$ в $\sin\theta_0$.

4/IV С.В. Eroski-Urbic. ~~Отдых дома. Редакт. отчета MFM-Klein~~ 24 Klein сотр. подать Travel Grant.

5/IV Вычисл. MFM-$\omega_G(\Delta)$ paper. Согласно 29/I the vortex energy ln.

8 $W(\xi) = W(0) + \frac{1}{2}\chi_{\alpha\beta}\xi_\alpha\xi_\beta$ $(\vec{\xi} = \vec{s} - \vec{s}_0) = \frac{1}{2}\chi_{xx}\xi_x^2 + \frac{1}{2}\chi_{yy}\xi_y^2 + \chi_{xy}\xi_x\xi_y$

$\chi_{\alpha\beta} = (\chi + \chi'|\vec{s}|^2)\delta_{\alpha\beta} + 2\chi' s_\alpha s_\beta + \chi^H_{\alpha\beta}$. $\chi^H_{\alpha\beta} \to \chi^H_{xy}$ только.

Domingo · Igandea

Sábado Вычисление по теореме $W(\xi) = \text{const}$ (?), $\chi_{xy} \neq 0$, $\chi_{xx} \neq \chi_{yy}$, in general 343/22

$\frac{1}{2}\chi_{xx}\xi_x^2 + \frac{1}{2}\chi_{yy}\xi_y^2 + \chi_{xy}\xi_x\xi_y = C$. $\chi_{xx} > 0$, $\chi_{yy} > 0$.

Прав. Бронштейн: $ax^2 + 2bxy + cy^2 + 2dx + 2ey + f = 0$ — кривые 2го пор.

C. 214

Инварианты $\Delta = \begin{vmatrix} a & b & d \\ b & c & e \\ d & e & f \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \frac{\chi_{xx}}{2} & \frac{\chi_{xy}}{2} & 0 \\ \chi_{xy}/2 & \chi_{yy}/2 & 0 \\ 0 & 0 & -c \end{vmatrix} = -\frac{c}{4}\left[\chi_{xx}\chi_{yy} - \chi^2_{xy}\right] = -\frac{c}{4}\omega_G^2 G^2$

$S = ac - b^2 = \frac{1}{4}[\chi_{xx}\chi_{xy} - \chi^2_{xy}] > 0$, отсюда вывод: $S = a + c = \frac{1}{2}(\chi_{xx} + \chi_{yy}) > 0$

$S > 0$, $\Delta \neq 0$ — эллипс, $\Delta \cdot S < 0$ ($\epsilon > 0$) — действительный эллипс, $\Delta = 0$ — точка

Semana · Aste

$\xi = 0$, т.е. в т. $\vec{s} = \vec{s}_0$. Оси эллипса повернуты на (β): $\operatorname{tg} 2\beta = 2\frac{\chi_{xy}}{[\chi_{xx} - \chi_{yy}]}$

$\chi_{xx} - \chi_{yy} = 2\chi'(s_x^2 - s_y^2)$, $\chi_{xy} = (2\chi' + \chi_{xy}^{11}) s_x s_y = (2\chi' - \Lambda) s_x s_y \Big|_{\vec{s}=\vec{s}_0}$

Abendua / Diciembre $\log 2 = \frac{(2\chi' - \Lambda) s_x s_y}{\chi'(s_x^2 - s_y^2)} = \left(1 - \frac{\Lambda}{2\chi'}\right) \frac{2 s_x s_y}{s_x^2 - s_y^2} = (\cdot) \sin 2\varphi_s = \left(1 - \frac{\Lambda}{2\chi'}\right) \log 2 \varphi_s$

AZAROA NOVIEMBRE 2013 L M M J V S D

10 Угол поворота Эллипса VC trajectory around $\vec{s}_0$ $a' - c' = 2\chi' |s_y|^2$

Послал file со своими comments и выводом eq. $\omega_G(A)$ to $\vec{s}_0$

Abendua / Diciembre Lunes Lourdes

(26/XI) Сл. в оптику. Замена с A. магн. Вывод non-linear damping $\hat{D}(s)$.

$Tr(\hat{D}) = D_{xx} + D_{yy} = \int d^2\vec{s} \sum_\alpha \frac{\partial \vec{m}}{\partial s_\alpha} \cdot \frac{\partial \vec{m}}{\partial s_\alpha} = \int d^2\vec{s} (\nabla_s \vec{m})^2 = \int d^2\vec{s} \frac{\partial \vec{m}}{\partial s} \cdot \frac{\partial \vec{m}}{\partial s} = \int d^2\vec{s} \left|\frac{\partial \vec{m}}{\partial s}\right|^2$

$Tr(\hat{D}) = \int d^2\vec{s} \left[(\nabla_s \theta)^2 + \sin^2\theta (\nabla_s \Phi)^2\right] \xrightarrow{\text{вне ядра}} \int d^2\vec{s} (\nabla_s \Phi)^2 = 4 \int d^2\vec{s} \left|\frac{\partial \Phi}{\partial s}\right|^2$ — удобно вне ядра.

Universal (удобно в ядре): $Tr(\hat{D}) = 4 \int d^2\vec{s} \left[\left|\frac{\partial \theta}{\partial s}\right|^2 + \sin^2\theta \left|\frac{\partial \Phi}{\partial s}\right|^2\right] = 8 \int \frac{d^2\vec{s}}{[1+w\bar{w}]^2} \left[\frac{\partial w}{\partial s}\frac{\partial \bar{w}}{\partial \bar{s}} + \frac{\partial w}{\partial \bar{s}}\frac{\partial \bar{w}}{\partial s}\right]$

$Tr(\hat{D})_{ядро} = \frac{8}{c^2} \frac{1}{(1+s\bar{s})^4} \int d^2\vec{s} \frac{(1+s^4)}{[1+|s|^2]^2}$, $f(z) = -\frac{i}{c} \frac{1}{1+s\bar{s}} (z-s)(\bar{s}z-1)$

(27/XI) Расчет non-lin. frequency для Славы. Надо L_{ex}, R — хорошо, с.к. material Heusler $Co_2Fe(GaGe)$ имеет $A(\beta, R) \geq 0$ и $N(\beta, R) = \frac{2B(\beta,R)}{A(\beta,R)} \gg 1$.

Беседа Skype с Мелков: построить $W(s)$ $\forall s$, вкл. $s \gtrsim 1$, чтоб показать $\uparrow\downarrow$, что $W(s)$ непрерывна при $s \gtrsim 1$ и что не сказать, что ex. barrier как $\int_0^s$ все при $H = 0$.

Пришло оф. letter MEC о продлении Окс.-MEC grant до Dec. 2014. Надо new dos с Аленка на ее продление, надо. ICFPM'13 initiate. Обсужд. $\omega_n, m_n(q)$ — расчет в SD1 — cyl. dot и nonlin. ST с Окс. Ей: мат. школа June 8 – June 16 (больше) — Perugia, Italy.

(22/XI) Расчет nonlin coefficients ST-oscillator для Славы ($L = 2$ mm, $R = 80$ nm, $L_e = 18$ nm) расчет $W(s)$ при $s \gtrsim 1$ для Мелков. Оксана и Rafa прислали file nonlin-ST, damping, $G(s)$ в rigid v. model. обсудили доделать FST, D, G in -TVA. $W(s)$ — не пропал. переписка со Славой. $\omega_G(I)$ плохо согл. с exp. nanopillar Hayashi'ну PRL-draft. // Meeting в школе Ант. 31/XI в 30.

(29/XI) Расчет nonlin. coefficients для Славы при $L = 10$ nm. χ'/зеемана и $\omega_G(I)$ хорошо согл. с exp. Hayashi $\omega_G(I)$ gaine for single layer. Возможно coupled vortices расчет F/N/F pillar $F = Co_2Fe(GaGe)$ (2 nm), $N = Ag$ (10 nm), $F = Co_2Fe(GaGe)$ (5 nm) Попытаться согласие одной из частот $\omega_{1,2}(I)$ с experiment.

Отдел Patxi: Hotel bill Julion HMM ~ 600€, Запрос на вып. 450€ Conf. fee to ICFPM'13 Perpignan.

344/21 Звонил Мелков, просил прислать $W(s)$, $L = 14$ nm и draft of paper. → Отменить бумаги — reservation Coma-ruga на 30/VI – 5/VII, оставить две ночи 28–30/VI. переписка с Мелков и Окс. Уб. расчет FST, D-file.

(30/V) Заполн. travel-grant info для application Klein. Надо. и послал Abstract Conf. — Multipoles to ICFM'13 — Publicit. Получил V. Eroski с Окс. Диск Roma → BIO. Обсужд. Introduction PhD Thesis и SW-rad работа.

(31/XI) PhD защитила UPV (послал Окс.). Работа над Nonlin. ST-PRL, послал file to Slavin.

Boletín de la Semana Lorca, улиц. Англия: способный, но не умеет предметы, что ему не нравятся хорошо сомр. и math, science, Спан in Spanish, Философ. // Видео в кон. Hermani, дом 130 m², 340 k€ — далеко, дорого, маленький.

Escaneado con CamScanner

Escaneado con CamScanner

Arcamy nonlin. Thiele u nonlin. oscillator eqs. for ST Diciembre Abe... Nonlin.

$\vec{G}\times\dot{\vec{X}} - D\dot{\vec{X}} = -\frac{\partial W}{\partial \vec{X}} + \vec{F}_{ST}$, $\vec{F}_{ST} = a\hat{z}\times\vec{X}$, $a\pi L \to a$ (new).

Polar p. D координаты $\vec{X} = (X_\rho, X_\varphi)$, $\frac{\partial W}{\partial \vec{X}} = \frac{\partial W(R)}{\partial R}\frac{\vec{X}}{R}$, $R = |\vec{X}|$

Dive centered vortex $\vec{X} \parallel \hat{\rho}$ - радиус-вектор

$\dot{X}_\rho + \hat{\rho}\dot{X}_\varphi$

$\dot{X}_\rho - G_z X_\varphi = W' \left|\begin{matrix}\hat{\rho}\\ \hat{\varphi}\end{matrix}\right\} W' = \frac{\partial W}{\partial R}$, $\vec{X} = R\hat{\rho}$. Дис к/углового движ.

$-D\dot{X}_\rho + G_z \dot{X}_\varphi = 0$ $\dot{X}_\rho = 0 \to -G_z\dot{X}_\varphi = W'$ и $-D\dot{X}_\varphi = aX_\rho$

$-D\dot{X}_\varphi - G_z\dot{X}_\rho = aX_\rho$

$G_z = -|G|P(\hat{z})$, $P = \pm 1$. $\dot{X}_\varphi = \frac{1}{|G|}W'$ (CCW rot.), $-\frac{D}{|G|}W' = aR$ ур-е на Ic1

$\frac{D}{|G|} = d$ $d(R)W'(R) = aR$, где $W(R) = \frac{1}{2}\varkappa R^2 + \frac{1}{2}\varkappa' R^4$, $d(R) = d_0 + d_1R^2$.

Мин. приближ. $d_0\varkappa R = aR$, $d_0\varkappa = a(I)$ - ур-е на Ic1, R - stationary orbit rad.

ST term may be nonlinear, то $d(R)W'(R) = a(R)R$ - ур-е на Ic1 и $R_0(I)$.

Вывод: $\frac{P}{|G|}(ip+d)\dot{Z} = -\frac{W'}{|Z|}Z + iaZ$, но при этом же γD, $G_z = P|G|$.

$\frac{1}{|G|}\frac{W'}{|Z|} = \frac{1}{|G|}\frac{1}{R}(\varkappa R + \varkappa' R^3) = \frac{1}{|G|}(\varkappa + \varkappa' R^2) = \omega_G(R)$.

$(ip+d)\dot{Z} = -\omega_G Z + i\frac{a}{|G|}Z$, $X+iy = Z$. Здесь $d = d(R)$, $\omega_G(R)$, можно $G(R)$, $a(R)$

$\left\{\begin{matrix}\frac{\dot R}{R}(d_0+d_1R^2) - \dot\Phi p = -\omega_0 - \omega_1 R^2\\ p\frac{\dot R}{R} + \dot\Phi(d_0+d_1R^2) = \frac{a}{|G|}\end{matrix}\right\}$ $Z = Re^{i\Phi}$, $\omega_G = \omega_0 + \omega_1 R^2$, $d = d_0 + d_1R^2$

$\lambda(R) = \frac{a(R)}{|G(R)|}$ неуточн. зав.

Вывод. ST Nonlin. solution

Всегда steady state ($\dot R = 0$, $R(t) = R_0$) $\dot\Phi = p\omega_G(R_0)$, $\Phi(t) = p\omega_G t + \Phi_0$

$\omega_G(R_0)d(R_0) = \frac{pa}{|G|}$. т.к. $\omega_G d > 0$, то ур-е имеет реш. при $pa > 0$, и им отвечает знак pI.

$\left\{\begin{matrix}\frac{\dot R}{R}d(R) - \dot\Phi p = -\omega_G(R)\\ p\frac{\dot R}{R} + \dot\Phi d(R) = a/|G| = \lambda(R)\end{matrix}\right\}$ искл. $\dot\Phi$: $(1+d^2)\frac{\dot R}{R} = p\lambda(R) - \omega_G(R)d(R)$

искл. $\dot R$: $(1+d^2)\dot\Phi = p\omega_G + \lambda d(R)$

Видно, что $\dot R \neq 0$ из-за $\lambda \neq 0$ (ST) и $d \neq 0$. Если $\lambda = 0, d = 0$ (скайрм), то only unm stationary orbit $\dot R = 0$ только.

Всегда $d^2 << 1$, $\Rightarrow$ $\dot R/R = p\lambda(R) - \omega_G(R)d(R)$, $\dot\Phi = p\omega_G + \underbrace{\lambda(R)d(R)}_{\approx 0}$

можно найти явно $R(t)$ и по нему получить $\dot\Phi = F(R(t))$ - eq.

Здесь пренебрег non-diag. D_{xy}, D_{yx} components of damping tensor $\hat D$

$D_{xy} = D_{yx} \sim |S|^2 \sin 2\varphi_S$ и перенормировок G_z, создавая $G_z(S)$ с ком. S.

$d = -\frac{D_{xx}}{|G|}$, $\omega_G = \frac{1}{|G|}\frac{W'(R)}{R}$ и ST $\lambda(R) = \frac{a}{|G|}$, то $D_{xy}(S) \neq 0$ через $G_z(S)$

даст S^2 поправки $\sim \frac{D}{|G(0)|}S^2$ в $d(S)$, $\omega_G(S)$ и ST - $\lambda(S)$. Возможна поправка-неясна.

ур-е на $R(t)$: $\dot R/R = p\lambda(R) - \omega_G(R)d(R)$, $\frac{\dot R}{R} = p\lambda(0) - d_0\omega_0 - (d_1\omega_0 + d_0\omega_1)R^2$

квадрат. приближ. по $S << 1$. $\dot S/S = \mu - \nu S^2$, $\mu = \lambda(0) - d_0\omega_0$, $\nu = (\dots) > 0$.

$\int\frac{ds}{S[\mu - \nu S^2]} = \int dt$. $\int\frac{ds}{S[\mu-\nu S^2]} = \int ds\left[\frac{1}{\mu}\frac{1}{S} + \frac{\nu}{\mu^2}\frac{S}{1-\frac{\nu}{\mu}S^2}\right] = \left|\begin{matrix}\mu>0\\ I>I_{c1}\end{matrix}\right| \neq$

$= \frac{1}{\mu}\ln S + \frac{\nu}{\mu^2}\frac{1}{\sqrt{\nu/\mu}}\operatorname{arcth}\left(\sqrt{\frac{\nu}{\mu}}S\right) = \frac{1}{\mu}\ln S + \frac{\nu^{1/2}}{\mu^{3/2}}\operatorname{arcth}\left(\sqrt{\frac{\nu}{\mu}}S\right)$, $S_0^2 = \mu/\nu$.

345/20

$t - t_0 = \int ds\left[\frac{1}{\mu}\frac{1}{S} + \frac{1}{\mu}\frac{S}{S_0^2 - S^2}\right] \neq \frac{1}{\mu}\left[\ln S + \frac{1}{S_0}\left\{\begin{matrix}\operatorname{arcth} S/S_0, & S<S_0\\ \operatorname{arcoth} S/S_0, & S>S_0\end{matrix}\right\}\right]$

$\operatorname{arcth} y = \frac{1}{2}\ln\frac{1+y}{1-y}$, $\operatorname{arcoth} y = \frac{1}{2}\ln\frac{y+1}{y-1}$. $\left\{\begin{matrix}1-x, & x<1\\ x-1, & x>1\end{matrix}\right\} = |x-1|$

$\mu(t-t_0) = \ln S + \frac{1}{2S_0}\ln\left[\frac{S+S_0}{|S-S_0|}\right] = \ln\left[S\left(\frac{S+S_0}{|S-S_0|}\right)^{1/2S_0}\right]$, $S\left(\frac{S+S_0}{|S-S_0|}\right)^{1/2S_0} = e^{\mu(t-t_0)}$

$\mu(t-t_0) = \int ds\left[\frac{1}{S} + \frac{S}{S_0^2 - S^2}\right] = \ln S - \frac{1}{2}\ln(|S_0^2 - S^2|) = \ln\left[S/\sqrt{|S_0^2 - S^2|}\right]$

$S/\sqrt{|S_0^2 - S^2|} = e^{\mu(t-t_0)}$, $S^2/|S_0^2 - S^2| = e^{2\mu t}$, $\mu\gtrless 0$, $S_0^2 = \mu/\nu$. $S(t) = S(t_0)e^{\mu(t-t_0)}$

Semana 3, Martes 30 any M

Если $\mu = -|\mu| < 0$, $\nu > 0$, то $\mu(t-t_0) = \ln\frac{S}{\sqrt{S_0^2 + S^2}} = \mu(t-t_0)$, $\frac{S}{\sqrt{S_0^2+S^2}} = e^{-|\mu|(t-t_0)}$, $S_0^2 = |\mu|/\nu$.

Linear case, $\nu = d_1\omega_0 + d_0\omega_1 = 0 \to S(t) = S(0)e^{\mu t}$, any sign of μ. $S_0^2 = |\mu|/\nu$.

Nonlin. case, $\nu > 0 \to \frac{S}{\sqrt{|S_0^2 - S^2|}} = e^{\mu t}$ ($\mu > 0$) или $\frac{S}{\sqrt{S_0^2 + S^2}} = e^{-|\mu| t}$ ($\mu < 0$).

$S_0^2 = |\mu|/\nu$ имеет смысл радиус стационарной орбиты ($I > I_{cr}$)

Abril · Diciembre

12

Asteazkena · Miércoles

Линеаризация ($\nu \neq 0$): $S^2(t) = S_0^2 \frac{e^{-2|\mu|t}}{1 - e^{-2|\mu|t}} = S_0^2 \frac{1}{e^{2|\mu|t} - 1}$, $\mu < 0$

или $\mu > 0$ $S^2(t) = S_0^2 \cdot \frac{1}{1 - e^{-2\mu t}}$, $S > S_0$,

или $S^2(t) = S_0^2 \cdot \frac{1}{1 + e^{-2\mu t}}$, $S < S_0$. Any sign (μ) $S(t) \to S_0$ при $t \to \infty$.

$\begin{cases} S(t) = S_0 e^{-|\mu| t}, & t \gg \frac{1}{2|\mu|} \\ S(t) = \frac{1}{\sqrt{2\nu t}}, & t \ll \frac{1}{2|\mu|} \end{cases}$

$S - S_0$ ($\mu > 0$).

Т.е. $S(t \to \infty) \to S_0$, что сверху, что снизу, $S(0) > S_0$, $S(t=0) < S_0$ ($S(0) > \frac{S_0}{\sqrt{2}}$)

$S = S_0$ – притягивающий предел, stationary orbit of the vortex core.

$\tau = 1/(2\mu)$ характерное время to reach steady state $S = S_0$ при $t \to \infty$.

$\dot{\Phi} = p\omega_G(S) = p[\omega_0 + \omega_1 S^2(t)]$, $p\frac{d\Phi}{dt} = \omega_0 + \omega_1 S_0^2 \frac{1}{1 \mp e^{-2\mu t}}$, $\begin{pmatrix} - & S > S_0 \\ + & S < S_0 \end{pmatrix}$, $\mu > 0$

или $p\dot{\Phi} = \omega_0 + \omega_1 S_0^2 \frac{1}{e^{2|\mu|t} - 1}$, $\mu < 0$. $S = \frac{R}{R_{core}} = |\vec{X}|/R_{core}$, $R = |\vec{Z}| = |\vec{X}|$.

Точнее нач. условие при $t = t_0$ $\mu(t - t_0) = \int_{S(t_0)}^{S} ds \left[\frac{1}{s} + \frac{s}{S_0^2 - s^2}\right] = \ln \frac{s}{\sqrt{|S_0^2 - s^2|}} \Big|_{S(t_0)}^{S}$

пусть $t_0 = 0$, $S(t_0) = S(0)$.

$\mu t = \ln \frac{S}{\sqrt{|S_0^2 - S^2(t)|}} - \ln \frac{S(0)}{\sqrt{|S_0^2 - S^2(0)|}} = \ln \left[\frac{S}{\sqrt{|S_0^2 - S^2|}} \frac{\sqrt{|S_0^2 - S(0)^2|}}{S(0)}\right]$ **Nonlin. ST**

$\frac{S(t)}{\sqrt{|S_0^2 - S^2(t)|}} = \frac{S(0)}{\sqrt{|S_0^2 - S^2(0)|}} e^{\mu t}$, $\frac{S^2}{|S_0^2 - S^2|} = N e^{2\mu t}$, $N^2 = \frac{S^2(0)}{(\sqrt{|S_0^2 - S^2(0)|})^2}$

$S^2(t) = S_0^2 \cdot \frac{1}{1 \mp \exp\left[-2\mu\left(t + \frac{1}{\mu}\ln N\right)\right]} = S_0^2 \cdot \frac{1}{1 \mp \frac{1}{N^2} e^{-2\mu t}}$, $t \to t + \frac{1}{\mu}\ln N$

$\mu > 0$ ($\mp$) соотв. $S > S_0$, $S < S_0$.
(0) (0)

$N^2 = \frac{S^2(0)}{|S_0^2 - S^2(0)|} \geq 0$, $\mu > 0$. // $\mu t = \ln \frac{S}{\sqrt{S_0^2 + S^2}} \Big|_{S(0)}^{S} = \ln \left[\frac{S}{\sqrt{S_0^2 + S^2}} \frac{\sqrt{S_0^2 + S^2(0)}}{S(0)}\right]$

$\mu < 0$, $\frac{S}{\sqrt{S_0^2 + S^2}} = \frac{S(0)}{\sqrt{S_0^2 + S^2(0)}} e^{\mu t} = N_- e^{\mu t}$, $t \to t + \frac{1}{\mu}\ln N_-$. $S^2(t) = \frac{S_0^2}{\frac{1}{N_-^2} e^{2|\mu|t} - 1}$, $\mu < 0$

при $t \to \infty$ $S(t) = S_0 N_- e^{-|\mu| t} \to 0$, при $t \ll \frac{1}{2|\mu|}$ нет сингул. при $t \to 0$.

$p\dot{\Phi} = \omega_0 + \omega_1 S_0^2 \frac{1}{1 \mp \frac{1}{N^2} e^{-2\mu t}}$, $\mu > 0$ или $p\dot{\Phi} = \omega_0 + \omega_1 S_0^2 \frac{1}{\frac{1}{N_-^2} e^{2|\mu|t} - 1}$, $\mu < 0$.

$\Phi(t)$ можно найти явно. $\Phi(t) = \omega_0 t + (\text{nonlin. part})$.

→ **Выводы:** assuming quadratic nonlin. terms in $\omega_G(R)$, $d(R)$ Thiele eq. имеет вид $\dot{R} = \lambda(R) - d(R)\omega_G(R)$. $\lambda(R)$ – nonlin. такие можно учесть ($\sim R^2$ отсюда)

$F_{ST} \sim \frac{a(R)}{|G(R)|} R$, $a(R)$ и $G(R)$ тоже содерж. члены $\sim R^2 \sim S^2$, $\lambda(R) = \frac{a(R)}{|G(R)|}$

Сам $G_2(R)$ немонотонен, то это ограничение $\omega_G(R)$ и $d(R)$.

$\dot{R}/R = \lambda(R) - d(R)\omega_G(R)$, и пренебреж. ST-term λ и damping d даст $\dot{R} = 0$ – круговое движение, где $\vec{X} \sim \vec{X}$ и damping Thiele сводится к обыкн. damp

$\dot{R} = 0 \Rightarrow R = R_0$ и $\dot{\Phi} = p\omega_G(R_0)$, $\Phi(t) = p\omega_G(R_0)t$ – движ. $Z(t) = R_0 e^{ip\omega_G t}$ – по кругу.

Nonlin. ST-term дает $\frac{\dot{R}}{R} = \lambda(R) - d(R)\omega_G(R) = \lambda_0 - d_0\omega_0 - (d_0\omega_1 + d_1\omega_0 - \lambda_1)R^2 = \mu - \nu R^2$

$\lambda = \lambda_0 + \lambda_1 R^2$

теперь $\nu = d_0\omega_1 + d_1\omega_0 - \lambda_1$ и возможно $\nu = 0$, $\dot{\nu} < 0$, то поведение не VE dynamics

346/19

$S(t)$, $\Phi(t)$ были calculated for $\nu = d_1\omega_0 + d_0\omega_1 > 0$. ($\lambda_1 \sim I$)

Здесь $\mu > 0$ ($I > I_{cr}$), но мы теперь $\nu < 0$: $\dot{S}/S = \mu + nS^2$, $n = -\nu = |\nu| > 0$.

$\frac{1}{s(s^2 n + \mu)} = \frac{1}{\mu}\frac{1}{s} - \frac{n}{\mu}\frac{s}{\mu + ns^2}$, $\mu(t - t_0) = \int_{S(0)}^{S} ds \left[\frac{1}{s} - \frac{ns}{\mu + ns^2}\right] = \ln s - \frac{1}{2}\ln(\mu + ns^2)\Big|$.

$\ln \frac{s}{\sqrt{\mu + ns^2}}\Big|_{S(0)}^{S} = \mu(t - t_0)$, $\ln \frac{s}{\sqrt{B^2 + s^2}}\Big|' = \mu(t - t_0)$, сводится к сл. ($\begin{matrix} \mu < 0 \\ \nu > 0 \end{matrix}$): $S^2(t) = \frac{B^2}{\frac{1}{N_B^2} e^{2\mu} - 1}$.

$\frac{s}{\sqrt{B^2 + s^2}} = N_2 e^{\mu t}$, $N_2 = \frac{S(0)}{\sqrt{B^2 + S^2(0)}}$, $B^2 = \frac{\mu}{n}$, $\dot{s} = s(\mu + ns^2)$ не имеет

50 Apr 2019 Sept

Стац. орбита $S_0^2 = \frac{\mu}{\nu}$ исчезает при $\nu < 0$. Ур-е на $\dot{s}$ решает смысл. Стац. точки ($\dot{s} = 0$, $s = s_0$). $u = \mu + ne^{2u}$

$S(t)$ растет до $S = 1$. $u = \ln s < 0$

Escaneado con CamScanner

расчет V. Barriero для Монова ($L=14$ нм, $R=150$ нм). угол $W_m^{S\,surf}(S)$ пересечение grain. dot. $W_{ex}(S)$ и $W_{face}(S)$ - линейная интерполяция в $S=[1-\varepsilon, 1+\varepsilon]$. Если $\max W_{tot}^m(S)$ н/м $S\approx 1$ и $\min$ н/м $S\approx 1$ $W(1,1)\approx 0{,}008$ ($10^{-4} \approx 1{,}6$ кТ). $\Delta E \approx 120\ k_BT$ - все же Велик.

в Укр. конгрессе о паспорте Ант. с Л. в Urbil-Eroski. с Ант. new laptops (Dell, Dorten) и деловой, сост. задачи к Vortex.

Интегр. $1/\sqrt{\nu}$ $S(t)$ с пом. $\int \frac{dx}{x(A+Bx^m)} = \frac{1}{am}\ln\left|\frac{x^m}{a+bx^m}\right|$, Двоит.

$\dot S = \mu - \nu S^2$, $t = \int \frac{ds}{s(\mu-\nu s^2)} = \frac{1}{2\mu}\ln\left|\frac{s^2}{\mu-\nu s^2}\right|\Big|_{s(0)}^{s}$; $\ln\frac{S(s)}{S[S(0)]} = 2\mu t$.

$S(s) = S[S(0)]$, $\frac{S^2}{[\mu-\nu S^2]} = \frac{S^2(0)}{[\mu-\nu S^2(0)]}e^{2\mu t} = f$. Рем. дает (any μ,ν) $f = N^2 e^{2\mu t}$.

$\frac{\mu}{f^{-1}+\nu} = \frac{\mu}{\frac{\nu}{N^2}e^{-2\mu t}+\nu}$, или $\frac{S^2}{[S_0^2-S^2]} = \frac{S^2(0)}{[S_0^2-S^2(0)]}e^{2\mu t} = f$, $S_0^2 = \frac{\mu}{\nu}$

$S^2(t) = \frac{S_0^2}{\frac{1}{N^2}e^{-2\mu t}+1}$, $N^2 = \frac{S^2(0)}{[S_0^2-S^2(0)]}$, тогда $S^2(t) \to 1/\sqrt{\nu}$ н/м $S(0) < S_0$.

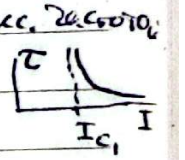
$S^2(t) = \frac{S_0^2}{1 \mp \frac{1}{N^2}e^{-2\mu t}}$, "+" если $S(0) > S_0$, "−" если $S(0) < S_0$, S_0 - radius of limit cycle

($\mu>0, \nu>0$) $\mu<0, \nu>0$ -- $S(t)\to 0$ н/м $t\to\infty$.

н/м $\mu>0$, но $\nu<0$ $S(t)$ немонотонно и неустойчиво для $t > t_0 = \frac{1}{2\mu}\ln(\cdot)$.

$t_0 = \frac{1}{2\mu}\ln\left[\frac{S^2(0)+S_0^2}{1+S_0^2}\frac{1}{S^2(0)}\right]$, $S_0^2 = \mu/|\nu|$.

Физ. интересно $\mu>0$, $\nu>0$, когда есть $S(t\to\infty) = S_0$ н/рег. имеем steady oscillat. state with $\omega_G = \omega_0 + \omega_1 S_0^2 = \text{const}(t)$ с фикс. частотой $S(t)$ имеет relax. time $t = 1/2\mu$, $\mu = \lambda(0) = d\omega_0 \sim (I - I_{c1})$ τ расходится н/м $I \to I_{c1} + 0$.



Вопрос только решения: можно найти I_{c2} из $|\dot S(t)| = v_{cr}$. условие I_{c2} $S_0(I) = 1$ можно найти и без $S(t)$.

$\dot Z = \frac{d}{dt}Re^{i\Phi} = [\dot R + i\dot\Phi R]e^{i\Phi}$, $|\dot Z|^2 = (\dot R)^2 + R^2(\dot\Phi)^2$. Надо $S(0) < S_0$.

$|\dot S|^2 = (\dot S)^2 + S^2(\dot\Phi)^2 = \frac{S^2}{\nu^2}(S_0^2 - S^2)^2 + S^2\omega_G^2(S)$, $\omega_G(S) = \omega_0 + \omega_1 S^2$

скор. $|\dot S|^2_{S_0} = S_0^2\omega_G^2(S_0)$ и в Gus JPh'11 использ. для нахожд. I_{c2}.

можем ли $|\dot S|^2 > |\dot S|^2_{S_0}$? Видимо да, н/м малых $\nu\omega_0$. $\Rightarrow$ Опр. I_2.

$R(t)$, $\Phi(t)$ явное н/м $I \gtrsim I_{c1}$ может быть полезно для поиска режима

н/ч-ти задания to $h_N(\omega)$ - external имп dot pair F/N/F, lateral.

(VI) Подготовка poster Mag. School 'IEEE, ремонт - 2013 с Окс. ($Q_{\mathrm{Re}}^m(k)$) Обсужд. с Окс. 4. темы new MEC-grant (сов. частицы, Materials-? spin(alter)tronics-?). Тезисы Abstracts Mag. Dyn. DICNMA и Conf programs до 15/VI. Окс. в Англии 5/VI занятия YD для L-Saturn. dot.

(4) Фактор $\Delta E_V(H)$ - монова ветвь $S=1$. Начало обсужд. anti-Ikerbasque letter in El Correo prof. Tello. С Л. и Ю. на пляже Ondar. - Окс. YD не занимала.

(5) Оплата Тах за машину - 2013 (89€) в Bankia. Беседа с Juan Marco о недвижим. Bankia (переговоры с Maria в Amara с 21/VI). Подготовить после и to UPV - Microinformatica dos на покупку 2 мощных laptops + 3 monit. mail Virginia о current MEC-grants. Скоп-Skype: ESR spectra of doped graphene: pending. Prof. comp. Lectura с Антоном. н/м на program Conf. Сома - Рида. Book new hotel на 28-30/VI. Л. договорилась Алике (Укр. конс.): паспорта с 20/VI нач.

Расчет $W(s)$ - vortex gaor barrier при $s \geq 1$ даже для $L = 14$нм, $R = 150$ нм
Update (E-mails to Ikerbasque (meet. President in Vitoria), Doc.: doloud.
CV и Ikerbasque web-site (Sukh. PRB'13, Verba. PRB'13 и Award ISMM'13).
Отдел patxi comp. - factura на 5,860 €. Лит. по en. barriers.
Тема Ikerbasque policies - updated May 2013.
Reject / accept отзывы на Nanoscale MS by Virginia — переделать.
Перепис с Mikusheit - реком. на Ikerbasque Fellowship (J. Gonzalez).
~115m² in Usurbil (duplex): все хорошо, особенно 2×20 m² спальни 2 эт., но
далеко от UPV (17 km), нет вида из окон. Балкон ~2m² и кухня ~7m² -
- 290,000 €. Urbil „Eroski".
(17/VI) подгот. justification покупки desktop через MANAGING для Patxi.
Видит в Usurbil 98 m² кв. 370,000 €, new. Все ок, но далеко и дорого.
Хочет на отпр. двери кв., захват. Юлей. обсужд. с Doc. about Klein-Hxy.
(18/VI) Skype - Mellnov: прислал $\vec{M}(\vec{r}, H)$ для vortex penetration to dot, тема построить
$W(s)$ при diff. H в RVM для $L = 14$нм с $s = (0, \infty)$. Skype - Gleb: прислал
к FMR Spectra of FeNi dots, $R = 150$ nm, $L = 20 \div 10$nm, W_{sw} не зависит от Hpin Hmagg
Hn и Han. Trip to Vitoria с Antonom: President Basque Country посвящ. posters
в Ikerbasque fellows (17 чел., в основном - bio...) // A. купил 9.00 клав. +
+10.00 adaptor + 6.00 € mouse con IVA и 9.00 € mouse sin IVA из денег пред.
to MANAGING informatica (Miguel).
(19/VI) Оплата свет Iberdrola - 130. €. Закончил и послал R. report Patxi/Mingxu.
Тема тезис „о Ikerbasque". Глеб прислал official FMR - spectra (Adeyeye)
JEMS принял V barrier as Oral, а ST-F/M/F as Poster. ICFM - 9m
Larunbata. Sábado Domingo. Igandea.
Осмотр 4-х кв в Astigarraga (Ithaki): кв. ~90 m² с ремонт.-хозяйкой -
345 k€, нал. спальня + 20 m² терраса. 3 bed room ~350 k€ и два duplex -
(a) 390 k€, 4 bed room, кладовка, ванная, 3 бал., sun roof (очень понрав. Л., К.)
(b) 340 k€, 3 bad room, кладовка, нал. кухня - подходит, два duplex с ~150 m²
видом на реку и лес, Есть еще 2 кв. (240-260 k€) в Astigarraga.
(20/VI) Сем. Nanoструктуры: докл. A. Adeyeye „Mag. nanostructures.
Обсужд. с Adeyeye 40 nm (H) расчета FeNi dots - new exp. by Gleb. надо
выехать и отпр. на нее micromag. simulations. Doc. отпр. по trip - Mag.
School Perugia, 3/9 и 15/16 June жилье в Duine на 2 взр. // Вывела y_D m+(s)
(21/VI) Принял 2 laptops „Dell" и 2 monitors. Check car и „Carrefour" с cyg. dot в HE.
A.10.

Escaneado con CamScanner

с Л. и Ю. в downtown и Laperla. Поглот. дочи. ICFPM'13 и резерв. нещдни Perpignan – Coma-Ruga. Нощ об. Окс. в Diciembre. Zabenshtick ets.

Пристигане с Л. и А. на нощ. в Perpignan. Запознан. с Kachkachi и Welcome-party! обяд в Perp-downtown. (Гаранти.)

ICFPM: 2013 в Perpignan. Oral „Nonlin. FMR in patterned films" – 30/VI

Lunes · Astelehena

Среща со Силвен по Nonlin.-oscillator paper. Обсъжд. с de Loubens FMFM-paper. Пристигане в Letret de Mar (Costa Brava) и stay there с Л. и А.

5/VII Workshop Supercond. & Magnetism in Coma-Ruga, Tarragona (Tejada, Vlasko-Vlasov, Калмыков, Буздин, Valenzuela, Petkovic-Сим. из Paris). Връщане с Valenzuela и „Spin Caloritronics". Visit Tarragona.

Върнахме се с Л. и А. в S.-Sebastian през Zaragoza и Pamplona. E-mails. Rev. APL – Kim no vortex chain.

Разговор Вергил 85 € отдолу. Любчанскому на Bus-tickets. Обсъжд. с Julian. room, Oksana Y. visit, Окс. PhD thesis, my trip Perpignan – Coma Zaga. Изучаване осн. дозани Super-comp. от „MANAGING". С Л. Krbil, Erzski... Hotel Rodes (опитай до Aug. 17, if need). Нощ в Biarritz. Нощ в Rodes, Ateas, Сам. Л. в downtown. E-mails to ICNM'13, Самбуди и Juan Marco, разбиск. Нощ в Rodes, Ateas, Сам. паспорт А

Спешно: 1) reserv. Casa de Talento или двуйно на 2 нед. в August; 2) APL-Kim; 3) Abs – Ultrafast M-Conf. Strasbourg; 4) paper – Virginia paper – Melkov DE; 6) орг. нощдни в Madrid 17-го July; 7) Билети – Адрес и hotels Самбуди.

Рождения. Звънни мама/чичо и поздр. Лена и Пепо.

DAAD application пратена: visit Berkov-Jona, Sept. 16 – Jan. 15 (4 мес.)

Окс. Y. visit – обсъждане с Julian. Обсъжд. Spincaloritronics with Arantxa. Обсъжд. SW SD_1 връзки с Окс. Звънни Гиеф. E-mails. Tejada, Окс. Y., ICNM'13. Пратихме и Силв. Зрадзе-paper по Nonlin. FMR" на Ultrafast M дун. Strasbourg'13.

Орг. Casa de Talento для Окс. Y. Обсъжд. връзки $H_d(\vartheta)$ с Окс. Нощ грешка $H_d(\vartheta)$ SD_1 в mathCad.

$$\frac{H_d^0(\vartheta,\beta)}{4\pi M_s} = \frac{1}{4\pi} J(\vartheta,\beta) = -\frac{1}{\beta}\int_0^\infty dx\left[1-e^{-\beta x}\right] J_1(x) J_0(x\vartheta) \quad \text{– См. 9/I 2003г.}$$

$$J(\vartheta,\beta\to 0) = -4\pi, \quad J(0,\beta) = \left[-1+\frac{\beta}{1+\sqrt{1+\beta^2}}\right]\cdot 4\pi. \quad g(\vartheta\vartheta') = \langle G(\vec{\vartheta}\vec{\vartheta}')\rangle_{\varphi\varphi'}, \quad m = m_x + im_y$$

$$\left[\omega - H_i(\vartheta)\right] m_+(\vartheta) = -\frac{1}{2}\omega_M \int d\vartheta' \vartheta' g(\vartheta\vartheta') m_+(\vartheta'), \quad g(\vartheta\vartheta') = -\int_0^\infty dx\, x f(\beta x) J_0(x\vartheta) J_0(x\vartheta')$$

При $\beta\to 0$ $\lambda_n \approx -f(x_n\beta)$ из $\int d\vartheta' \vartheta' g(\vartheta\vartheta') m(\vartheta) = \lambda m(\vartheta)$, когда radial SW

$$\omega_n = \gamma(H_z + H_d^{nn}) - \frac{1}{2}\omega_M \lambda_n, \quad H_d^{nn} = \int d\vartheta\vartheta\, H_d^0(\vartheta) m_n^2(\vartheta) \text{ – матрич. эл.}$$

$$\frac{1}{\gamma}\omega_n \approx H_z + H_d^{nn} + 2\pi M_s f(\beta x_n), \quad J_0(x_n) = 0.$$

Сравнение. Какахачи APL'ом $\left[\frac{\omega}{\gamma} - H_n^{res} - H_d(\vartheta)\right] > 0$ для мод $n = 0, 1, \ldots 7$, кроме края dot $\vartheta \le R$.

Сравнение Ikuzawa – Abe, JAP-13.17 есть моды SW отличные от $J_0(x\vartheta)$, с $\langle m\rangle = 0$ и подобно в FMR-standard. Некоторые из них – радиально симметричны.

Семинар Juliana (непросвр.). Семинар Чрупины: Arantxa – Magnon-drag thermopile. Mat. Mat. 2012. Spincaloritronics. Обсъжд. с Окс. работа на SW в SD_1-dot, gros coupling и сим. мод в 4-dot cluster – exp. doubles. Обсъжд. с Arantxa нередени FMR-stripes. JAP paper. С Л. и А. за включването Немцами с Virginia отзовов Referees of TMR-paper (Nanoscale).

Купили Л. билети в Киев 260 €, Sept. 14 – Oct. 12. Отлет Perpignan – Coma Zaga.

Семинар PhD thesis Nazu – Магнезокомпар. Гр. Обсъжд. с Гиеф $\omega_n(H)$ експ. JAP. Работа над V. Barrier paper – PRL. Обсъжд. с Окс. ead. SW. Klein.

Semana • Aste 51

Arantxa

Escaneado con CamScanner

High order Vortex TM = Unit k dot, $\vec{X}^2(z)$.

Escaneado con CamScanner

(16/VIII) Зеленые Zarzuela - PRB'13: RUM, local W_m и отсут. пр. усл. $z=0,L$.
Algeciras Diciembre — Agradecer ... расчет, неверный. Два пути: неоднозначность $\vec{m}(\vec{r},t)=\vec{m}[\vec{p}\ \vec{X}(t)]$ в LLG или $\mathcal{L}_{eff}(\vec{s})$ и ур-ния Euler-Lagrange $\dot{\vec{s}}(\vec{r},t)$

20

LLG: $\frac{M_s}{\gamma}\dot{\vec{m}}=\vec{m}\times\frac{\delta\mathcal{H}}{\delta\vec{m}}$, $\gamma=1$, $\frac{\partial\vec{m}}{\partial X_\alpha}\times\vec{m}\ldots\frac{\partial\vec{m}}{\partial X_\alpha}\times\vec{m}\times\frac{\delta\mathcal{H}}{\delta\vec{m}}=$

$=\vec{m}\left(\frac{\partial\vec{m}}{\partial X_\alpha}\cdot\frac{\delta\mathcal{H}}{\delta\vec{m}}\right)-\frac{\delta\mathcal{H}}{\delta\vec{m}}\left(\vec{m}\cdot\frac{\partial\vec{m}}{\partial X_\alpha}\right)$, $\frac{\partial\vec{m}}{\partial X_\alpha}\times\frac{\partial\vec{m}}{\partial X_\beta}\dot{X}_\beta=\vec{m}\frac{\partial\mathcal{H}}{\delta X_\alpha}$, $\vec{m}^2=1$,

Osteguna · lueves

$\left(\vec{m}\cdot\frac{\partial\vec{m}}{\partial X_\alpha}\times\frac{\partial\vec{m}}{\partial X_\beta}\right)\dot{X}_\beta=\frac{\delta\mathcal{H}}{\delta X_\alpha}$, $G_{\alpha\beta}\dot{X}_\beta=\int d^2\vec{\rho}\frac{\delta\mathcal{H}}{\delta X_\alpha}=\frac{\delta W'}{\delta X_\alpha}$, $G_{\alpha\beta}=\int d^2\vec{\rho}(\ldots)$

$G_{\alpha\beta}\dot{s}_\beta=\frac{\delta W'}{\delta s_\alpha}$, $W'=W_m+W_{ex}=\int d^2\vec{\rho}\,dz\,[w_m+w_{ex}]$ — только $\int d^2\vec{\rho}(\cdot)$.

$W(\vec{s},\partial\vec{s}/\partial z)=\frac{1}{2}\eta\left[\left(\frac{\partial s_x}{\partial z}\right)^2+\left(\frac{\partial s_y}{\partial z}\right)^2\right]+\frac{1}{2}\int dz'\,\chi(zz')\left[s_x(z)s_x(z')+s_y(z)s_y(z')\right]$

$W'(\vec{s},\partial\vec{s}/\partial z)=\frac{1}{2}\eta\left(\frac{\partial\vec{s}}{\partial z}\right)^2+\frac{1}{2}\int dz'\,\chi(zz')\,\vec{s}(z)\cdot\vec{s}(z')$ — квазибо.

$\vec{G}\times\vec{s}=\frac{\delta W'}{\delta\vec{s}(z)}$, $\frac{\delta W'}{\delta\vec{s}}=\frac{\partial W'}{\partial\vec{s}(z)}-\frac{\partial}{\partial z}\frac{\partial W'}{\partial(\partial\vec{s}/\partial z)}=\int dz'\,\chi(zz')\vec{s}(z')-\eta\frac{\partial^2\vec{s}}{\partial z^2}$

→ Non-local yD: $\vec{G}\times\dot{\vec{s}}(z)=\int dz'\,\chi(zz')\vec{s}(z')-\eta\frac{\partial^2\vec{s}}{\partial z^2}$. ($\vec{G}=\vec{G}(z)$, но $\vec{G}\neq f(z)$ Boosize, в ком. упр-ие по $\vec{s}$.)

Если $\vec{s}\neq f(z)$, то $\int dz\vec{G}\times\vec{s}=\vec{s}\int dz\,dz'\,\chi(zz')=\chi\vec{s}$ с $\omega_G=\chi/G$. (вернее $\int dz\vec{G}=\vec{G}$)

Ср-ние $g_{\alpha\beta}(\vec{s})=M_s\int d^2\vec{\rho}\,\vec{m}\cdot\frac{\partial\vec{m}}{\partial s_\alpha}\times\frac{\partial\vec{m}}{\partial s_\beta}$ и $\vec{G}=\int dz\,\vec{g}$, $|\vec{G}|=2\pi\frac{M_s}{\gamma}L$.

Надо прежде учесть $\vec{s}(z)$ при $z=0,L$ - faces of the dot. Если на $z=0,L$ нет больших локальных (pinning F/AF - Gas' PRL'06 или defect pinning - Zaspel' PRB'13), то $(\partial\vec{s}/\partial z=0)$ при $z=0,L$.

Если Circular trajectory $\vec{s}(z,t)$ $\forall z$: $\dot{\vec{s}}=\vec{\omega}\times\vec{s}$, $\vec{g}\times\vec{\omega}\times\vec{s}=-\vec{s}(\vec{g}\cdot\vec{\omega})=\vec{s}|g|\omega$

$|g|\omega\,\vec{s}=\int dz'\,\chi(zz')\vec{s}(z')-\eta\frac{\partial^2\vec{s}}{\partial z^2}$, $\chi(zz')=8\pi^2M_s^2\int dk\,e^{-k|z-z'|}F^2(k)$,

Если $\omega=0$ и $\chi(zz')\sim\delta(z-z')$ local то $\chi\vec{s}-\eta\vec{s}''_{zz}=0$ $F(k)=\int_0^1 d\rho\,\rho J_1(k\rho)$

совп. с yD Gus' PRL'06 F/AF dot on 2/III ось z, надо $\vec{s}(z)\sim ch\lambda(1-z/L)$ span, чтобы удов. пр. условиям.

Пусть прибл. $\int dz'\,\chi(z-z')\vec{s}(z')\simeq\vec{s}(z)\int dz'\,\chi(zz')=K(z)\vec{s}(z)$ и

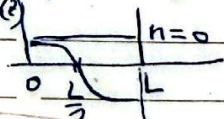
(т.к. $\chi(zz')$ имеет max при $z=z'$) $\omega g\vec{s}=K(z)\vec{s}-\eta\frac{\partial^2\vec{s}}{\partial z^2}$, $K(z)\to\chi_{const}$

$\omega g\vec{s}=\chi\vec{s}-\eta\frac{\partial^2\vec{s}}{\partial z^2}$, $\vec{s}(z)=\vec{s}(q)e^{iqz}\to\omega g\vec{s}(q)=\chi\vec{s}(q)+\eta q^2\vec{s}(q)$

или $\omega(q)=\frac{\chi}{g}+\frac{\eta}{g}q^2$ - спектр TM - excitations of v. core $\vec{s}(z,t)$.

Надо $s(z)=a\cos qz+b\sin qz$, $\frac{\partial s}{\partial z}=-aq\sin qz+bq\cos qz$, $\left(\frac{\partial s}{\partial z}\right)_{z=0}=0\to b=0$

$\left(\frac{\partial s}{\partial z}\right)_{z=L}=-aq\sin qL=0$, $q=q_n=n\pi/L$, $n=0,1,2\ldots$



т.е. надо $\omega_n=\frac{\chi}{g}+\frac{\eta}{g}q_n^2$, $q_n=n\pi/L$.

$\frac{\chi}{g}=\frac{\chi L}{gL}=\frac{\chi}{G}=\omega_G$, $\omega_n=\omega_G+(\eta/g)q_n^2$ — в local approxim. + thin dot approxim.

Vc eigenfrequencies

$\frac{1}{L^2}\eta/g\approx\frac{1}{L^2}\frac{1}{2\pi M_s/\gamma}M_s^2\frac{V}{L}\left(\frac{Le}{L}\right)^2\ln\frac{1}{c}\cdot$ (##) $=\frac{\gamma}{2\pi}M_s\frac{V}{L^3}\left(\frac{Le}{L}\right)^2\ln\frac{1}{c}=\frac{1}{2}\gamma M_s\left(\frac{R}{L}\right)^2\left(\frac{Le}{L}\right)^2\ln\frac{1}{c}$

$\omega_n=\omega_G+(\eta/gL^2)(n\pi)^2$, $\omega_0=\omega_G$, $\omega_1=\omega_G+\left(\frac{\eta}{gL^2}\right)\pi^2$

В эксп. Глеба $R=150$ nm, $L=60$ nm, $Le=18$ nm → $\omega_1-\omega_G=\frac{1}{2}\gamma M_s\left(\frac{150}{60}\right)^2\left(\frac{18}{60}\right)^2+$

$+3\cdot\pi^2\approx7.6\,\gamma M_s\simeq7.6\cdot2.4\,GHz\simeq18.2\,GHz$ — очень велико. Проверить все.

В Arfe + Schlag. $W_{ex}=\pi A\ln\frac{1}{c}\int_0^L dz\left(\frac{\partial\vec{x}}{\partial z}\right)^2=\int_0^1 dz\,W'_{ex}=L\int_0^1 dz\,W_{ex}\to\pi A\ln\frac{1}{c}L\int_0^1 dz\left(\frac{\partial\vec{x}}{\partial z}\right)^2$ (erg) ↑ вектор. $z-8^0$ eq. L.

Escaneado con CamScanner

Для 1 в eq. L: $W_{ex} = \pi A \ln\frac{1}{c}\frac{1}{L^2}\left(\frac{\partial\vec{X}}{\partial z}\right)^2 = \pi A \ln\frac{1}{c}\cdot\left(\frac{R}{L}\right)^2\left(\frac{\partial\vec{S}}{\partial z}\right)^2 = \frac{1}{2}y\left(\frac{\partial\vec{S}}{\partial z}\right)^2$

$y = 2\pi A \ln\frac{1}{c}\left(\frac{R}{L}\right)^2$, $\frac{P}{\text{площадь}} = \frac{2A}{M_s^2}$, $M_s^2\pi\ln\frac{1}{c}\left(\frac{R}{L}\right)^2 = \pi M_s^2 L_e^2 \ln\frac{1}{c}\cdot\left(\frac{R}{L}\right)^2$, $[y] = \text{erg/cm}$.

$W_m = 4\pi^2 M_s^2 R\int_0^L dz\,dz'\int_0^R d\rho\,\rho\int_0^R d\rho'\rho'\int dk\, e^{-k|z-z'|}J_1(k\rho)J_1(k\rho')\vec{S}(z)\vec{S}(z')\cdot\frac{1}{R^2}$

$\rho\to\rho/R$, $k\to kR$, $W_m^{vol} = 4\pi M_s^2 R\int_0^L dz\,dz'\int dk\, e^{-k|z-z'|/R}\left[\frac{1}{k}\rho J_1(k\rho)\right]^2\vec{S}(z)\vec{S}(z')$

$W_m^{vol} = 4\pi^2 M_s^2 R L^2\int_0^1 dz\,dz'\int dk\, e^{-k\beta|z-z'|}F^2(k)\,\vec{S}(z)\cdot\vec{S}(z') =$

$= \frac{1}{2}\int_0^1 dz\,dz'\,\varkappa(zz')\vec{S}(z)\cdot\vec{S}(z')$, $\varkappa(zz') = 8\pi^2 M_s^2 R L^2\int dk\, e^{-k\beta|z-z'|}F^2(k)$

$\varkappa = \int_0^1 dz\,dz'\,\varkappa(zz') = 8\pi^2 M_s^2 R L^2\int dk\,(e^{-k\beta|z|}F^2(k))\int_0^1 dz\,dz'\,e^{-k\beta|z-z'|}$

$\int_0^L dz\,dz'\,e^{-\alpha|z-z'|} = \frac{2L}{\alpha}f(\alpha L)$, $\int_0^1 dz\,dz'\,e^{-k\beta|z-z'|} = \frac{2}{\beta k}f(\beta k)$

$\varkappa = 8\pi^2 M_s^2 R L^2\int dk\,F^2(k)\frac{2}{(L/R)k}f(\beta k) = 16\pi^2 M_s^2 R^2 L^2\int\frac{dk}{k}f(\beta k)F^2(k)$

Если $\vec{S}\neq f(z)$, то $W_m^{vol} = \frac{1}{2}\varkappa s^2 u$, $\omega_G = \frac{\varkappa}{G} = \frac{16\pi^2 M_s^2 R^2 L}{2\pi M_s\frac{1}{\gamma}L}\int\frac{dk}{k}f F^2(k) =$

$= 8\pi\gamma M_s R^2\int\frac{dk}{k}f(\beta k)F^2(k)$ — верно, что R^2 надо убрать, т.к. $W_m^{vol} = \frac{\varkappa}{2}(\vec{X})^2$

Сокр. $\varkappa\to\varkappa/R^2$. $\gamma_{d\rho} = \frac{M_s}{\gamma}\int d^2\vec{s}\,\vec{m}\cdot\frac{\partial\vec{m}}{\partial s_\alpha}\times\frac{\partial\vec{m}}{\partial s_\beta}$ (от R) в приведенных координатах в eq. R, от R не зависит.

R^2 надо убрать и из y: $y = \pi M_s^2\left(\frac{Le}{L}\right)^2\ln\frac{1}{c}$ и $W_{ex}' = \frac{1}{2}y\left(\frac{\partial\vec{X}}{\partial z}\right)^2$

Т.е. z берем в eq. L, ρ в eq. R, а вот $\vec{X}$ при вычисл. ω_n надо оставить ($L\cdot z$) $\to q$ в eq. 1/L.

$\frac{y}{g} = \frac{\pi M_s^2(Le/L)^2\ln 1/c}{2\pi M_s/\gamma} = \frac{1}{2}\gamma M_s\left(\frac{Le}{L}\right)^2\ln\frac{1}{c}$ и $\omega_n = \omega_G + \left(\frac{y}{g}\right)(n\pi)^2$, $\omega_n(L)\sim\frac{1}{L^2}$

теперь $\omega_1 - \omega_G = \frac{y}{g}\pi^2 = \frac{1}{2}\gamma M_s\left(\frac{Le}{L}\right)^2\ln\frac{1}{c}\cdot\pi^2 =$ | не зависит от R, только $\ln\frac{1}{c}$, $L=60$ нм, $Le=18$ нм | $=$

$= \frac{1}{2}\,2.4\,\text{GHz}\cdot\left(\frac{18}{60}\right)^2\cdot 3\pi^2 \approx 3.2\,\text{GHz}$ (!) — уже лучше. Note: y calculated within RVM.

Найдем y из TVA. $W_{ex} = A\int dV\left(\frac{\partial\vec{m}}{\partial z}\right)^2 = A\int dV\left[(\theta')^2 + \sin^2\theta(\varphi')^2\right]$

Вне ядра $\theta_z' = 0$ и $W_{ex} = A\int dV\left(\frac{\partial\varphi}{\partial z}\right)^2$, $\varphi(\vec{r}) = \varphi[\rho, \vec{X}(z)]$

$\frac{\partial\varphi}{\partial z} = \frac{\partial\varphi}{\partial\vec{X}}\cdot\frac{\partial\vec{X}}{\partial z}$, в TVA $\frac{\partial\varphi}{\partial s} = -\frac{i}{2}\frac{(1-\rho^2)}{(z-s)(s\bar{z}-1)}$, $s = s_x + is_y$, $z = x+iy\to\zeta$

$\left(\frac{\partial\varphi}{\partial s}\right)_{s=0} = \frac{i}{2}(1-\rho^2) = \frac{i}{2}e^{-i\varphi}\frac{1}{\rho}(1-\rho^2)$, $\frac{\partial\varphi}{\partial s} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial\varphi}{\partial s_x} - i\frac{\partial\varphi}{\partial s_y}\right) = \frac{(1-\rho^2)}{2\rho}(\sin\varphi + i\cos\varphi)$

$\frac{\partial\varphi}{\partial s_x} = \frac{1}{\rho}(1-\rho^2)\sin\varphi$, $\frac{\partial\varphi}{\partial s_y} = -\frac{1}{\rho}(1-\rho^2)\cos\varphi$.

$\frac{\partial\varphi}{\partial\vec{s}}\cdot\frac{\partial\vec{s}}{\partial z} = \frac{\partial\varphi}{\partial s_x}\frac{\partial s_x}{\partial z} + \frac{\partial\varphi}{\partial s_y}\frac{\partial s_y}{\partial z} = \frac{1}{\rho}(1-\rho^2)\left[\sin\varphi\frac{\partial s_x}{\partial z} - \cos\varphi\frac{\partial s_y}{\partial z}\right]$

$\left(\frac{\partial\varphi}{\partial z}\right)^2_{TVA} = \frac{1}{\rho^2}(1-\rho^2)^2\left[\sin^2\varphi\left(\frac{\partial s_x}{\partial z}\right)^2 + \cos^2\varphi\left(\frac{\partial s_y}{\partial z}\right)^2 - 2\sin\varphi\cos\varphi\frac{\partial s_x}{\partial z}\frac{\partial s_y}{\partial z}\right]$ (gauge $=0$)

$W_{ex} = A\int dz\int d\rho\,\rho\int d\varphi\,\frac{1}{\rho^2}(1-\rho^2)^2[\ldots] = \pi A\int dz\int d\rho\,\frac{\rho}{\rho^2}(1-\rho^2)^2\left[\left(\frac{\partial s_x}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial s_y}{\partial z}\right)^2\right]$

Отсюда — от RVM остался лишь множ. $(1-\rho^2)^2$, см. 22/III 057.

$\int_{0,c}^1\frac{d\rho\,\rho}{\rho^2}(1-\rho^2)^2 = \left[\ln\rho - \rho^2 + \frac{1}{4}\rho^4\right]_c^1 = \ln\frac{1}{c} - \frac{3}{4} + O(c^2)$. В RVM было $\ln\frac{1}{c}$

В TVA: $y = \pi M_s^2\left(\frac{Le}{L}\right)^2\left(\ln\frac{1}{c} - \frac{3}{4}\right)$ и $\frac{y}{g} = \frac{1}{2}\gamma M_s\left(\frac{Le}{L}\right)^2\left(\ln\frac{1}{c} - \frac{3}{4}\right)$, TVA $\frac{1}{2}$ - exact, one core

$\omega_1 - \omega_G = \frac{1}{2}\cdot 2{,}4\,\text{GHz}\left(\frac{18}{60}\right)^2\cdot 2\cdot\pi^2 \approx 2.1\,\text{GHz}$ (!). Экспер. и численные данные

Итого $\omega_G \approx 1.1$ GHz и $\omega_1 \approx 3.3$ GHz, т.е. $\omega_1 - \omega_G = 2{,}2$ GHz — совпадает. Итоговый y учит. у core.

Escaneado con CamScanner

Escaneado con CamScanner

Abendum · Diciembre

24

Astelehena · Lunes

Упрощение: $\int dz' \chi(zz')S(z') \approx S(z)\int dz' \chi(zz') = \text{const}\cdot S(z)$ – чуть бо́льшее χ – вращение v. core $\forall z$ – разумно.

$\vec{S} = \vec{\omega}\times\vec{S}$ – круговое движение v. core $\forall z$ – разумно.

$\chi(zz') = \left(\frac{8\pi^2 M_s^2 l^2}{R}\right)\int dk\, e^{-\beta k|z-z'|} F^2(k)$, $F(k) = \int_0^1 dg\, g\, J_1(kg)$.

$\int dk\, e^{-\beta k|z-z'|} J_1(kg)J_1(kg') = \frac{1}{\pi\tilde{\chi}\sqrt{gg'}}\left[(2-\tilde{\chi}^2)K(\tilde{\chi}) - 2E(\tilde{\chi})\right]$

$\tilde{\chi}^2 = \frac{4gg'}{(g+g')^2+|z-z'|^2\beta^2}$ и $\chi(zz') = (\cdot)\int_0^1 dg\int_0^1 dg' g' \frac{1}{\pi\tilde{\chi}\sqrt{gg'}}\left[(2-\tilde{\chi}^2)K(\tilde{\chi}) - 2E(\tilde{\chi})\right]$

Учёт v. core увеличит γ немного и все частоты ω_n, кроме $\omega_0 = \omega_G$.

17/VIII УД для $\vec{S}$-компоненты имеет вид собств. ЗЧ ($S_z \to S$):

$\lambda S(z) = -\gamma\frac{\partial^2 S}{\partial z^2} + \int dz' \chi(zz')S(z')$, $\lambda S(z) = \left[-\gamma\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \hat{V}\right]S(z)$, $\lambda = g\omega$

$\hat{V}S(z) = \int dz' \chi(zz')S(z')$. Гр. усл. $S'_z(0)=0$, $S'_z(L)=0$

Т.к. γ – exchange доминирует (в мод. кроме ТМ $S(z)=\text{const}$), то применим теорию возмущений для невозмущ. спектра. $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}$, $\hat{H}_0 = -\gamma\frac{\partial^2}{\partial z^2}$.

Невозм. СФ $-\gamma\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = \lambda u \to u_n(z) = \sqrt{\frac{2}{\varepsilon_n}}\cos(q_n z)$, $\varepsilon_n = \begin{cases}2, & n=0\\ 1, & n>0\end{cases}$

$\int dz\, u_n^2 = \frac{2}{\varepsilon_n}\int_0^1 dz \cos^2(q_n z) = \frac{2}{\varepsilon_n}\frac{1}{2}\left[2\delta_{n0} + (1-\delta_{n0})\right] = \frac{2}{\varepsilon_n}\frac{\varepsilon_n}{2} = 1$, $q_n = n\pi$.

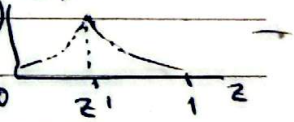
1ый поправок ТВ: $\lambda_n = \lambda_n^0 + \langle n|\hat{V}|n\rangle = \gamma q_n^2 + \int dz\, dz' \chi(zz') u_n(z) u_n(z')$

$u_n(z) = \sqrt{\frac{2}{\varepsilon_n}}\cos(\pi n z)$. 2ой поп. ТВ: $\lambda_n = \lambda_n^0 + \langle n|\hat{V}|n\rangle + \sum_{n'}\frac{|\langle n'|\hat{V}|n\rangle|^2}{\lambda_n^0 - \lambda_{n'}^0}$

Note $\lambda_0 = g\omega_G = \langle 0|\hat{V}|0\rangle - \sum_{n'}\frac{|\langle n'|\hat{V}|0\rangle|^2}{\lambda_{n'}^0}$, $\lambda_n^0 = \gamma\pi^2 n^2$ — дает поправление частоты ТМ n'. $\omega_G^0 = \frac{1}{g}\langle 0|\hat{V}|0\rangle = \frac{1}{g}\int dz dz' \chi(zz')$.

Спектр VC excitations $g\omega_n \cong \gamma\pi^2 n^2 + \langle n|\hat{V}|n\rangle + O(\chi^2/\gamma)$.

$\langle n|\hat{V}|n\rangle = \frac{2}{\varepsilon_n}\int dz dz' \chi(zz')\cos(\pi n z)\cos(\pi n z')$, $\chi(z-z')$ имеет max при $z=z'$, но при $\beta > 0.1$ max не резкий



К6 // Aug. 12 См. с Л. и Ю. квартиры на av. Barcelona, 11 кв. 5B, 5C (esc. 3) и 4A, 6A (esc. 2). Цены 386 – 472 k€ + 24 k€ garaje + 10% ОДА – дорого при малой площади 86 – 96 м² откр. терр. мал. балконах и откр. вида из окон (см. заметки и планы кв.)

// С Л. и А. в гостях в Окс. Talent House: ужин, сауна.

18/VIII E-mails to Slavin (усилр. ST-nonlin. PRL) и Гусев (нач. дифротт. modes).

High order Vortex TM

$\int dz dz' \chi(zz')\cos(\pi n z)\cos(\pi n z') \to \int_0^1 dz\int_z^1 dz' e^{-\beta k|z-z'|}\cos q_n z\cdot\cos q_n z' =$

$f_0(\beta k) = \frac{2}{\beta k}\left[1 - \frac{1}{\beta k}(1-e^{-\beta k}\right] = \frac{2}{\beta k}\delta(\beta k)$. $\beta k \to k$ потом, $q_n \to q$. $\equiv f_n(\beta k)$.

$f_n(k) = \int_0^1 dz\int_z^1 dz' e^{-k|z-z'|}\cos qz\cdot\cos qz' = \int_0^1 dz\left[\int_z^1 dz' e^{-kz}e^{kz'}\cos qz\cos qz' + \right.$

$\left. + \int_z^1 dz' e^{-kz'}e^{kz}\cos qz\cdot\cos qz'\right] = \int_0^1 dz\left[e^{-kz}\cos qz\int_z^1 dz' e^{kz'}\cos qz' + e^{kz}\cos qz\int_z^1 dz' e^{-kz'}\cos qz'\right]$

$I(k) = \int dz\, e^{kz}\cos qz = \frac{e^{kz}}{k^2+q^2}(k\cos qz + q\sin qz)$

$f_n(k) = \int_0^1 \frac{dz}{k^2+q^2}\cos qz\left[e^{-kz}\left(e^{kz}(k\cos qz + q\sin qz) - k\right) + e^{kz}\left(e^{-k}(-k\cos q + q\sin q) - \right.\right.$

$= \int_0^1 \frac{dz}{k^2+q^2}\cos qz\left[k\cos qz + q\sin qz - ke^{-kz} + e^{kz-k}(-k)(-1)^n - e^{-kz}(-k\cos qz + q\sin qz)\right] =$

$= \frac{k}{k^2+q^2}\int_0^1 dz\cos qz\left[2\cos qz - e^{-kz} - (-1)^n e^{-k}e^{kz}\right] = \frac{k}{k^2+q^2}\left[\frac{\varepsilon_n}{2} - \frac{k}{k^2+q^2}\left(1-e^{-k}(-1)^n\right) - \right.$

$\left. - (-1)^n e^{-k}\frac{(-k)}{k^2+q^2}\left(1-e^{k}(-1)^n\right)\right] = \frac{k}{k^2+q^2}\left[\varepsilon_n + \frac{k\cdot 2}{k^2+q^2}\left\{(-1)^n e^{-k} - 1\right\}\right]$

5ª Aste / Semana

$f_n(k) = \frac{2k}{k^2+q_n^2}\left[\frac{\varepsilon_n}{2} + \frac{k}{k^2+q_n^2}\left\{(-1)^n e^{-k} - 1\right\}\right]$, и $k \to \beta k$. При $n=0$ – верно.

$\langle n|\hat{V}|n\rangle = \int dz \int dz' \chi(zz') \frac{2}{\varepsilon_n} \cos(q_n z) \cos(q_n z') = \frac{2}{\varepsilon_n}\left(8\pi^2 M_s^2 \frac{L^2}{R}\right) \int dz dz' \cos q_n z \cdot \cos q_n z' \times$

$\int dk \, e^{-\beta k|z-z'|} F^2(k) = \frac{2}{\varepsilon_n}\left(8\pi^2 M_s^2 \frac{L^2}{R}\right) \int dk \, f_n(\beta k) F^2(k)$, $F(k) = \int_0^1 d\xi \, J_0(k\xi)$

$\langle n|\hat{V}|n\rangle \sim \int \frac{dk}{k} f(\beta k) F^2(k)$ - даже расчеты TM с $\vec{S}(z) = const$.

Интегралы $\int dk \, f_n(\beta k) F^2(k)$ Mathcad вносит вклад, что позволяет исп. 2-мл. ТВ. $f_n(\beta k)$ как матрич. элементы $P_{nn}(k)$ из Калиникос. J. Phys. C'86.

$M_s = 810$ G, $\frac{\gamma}{2\pi} = 2.95$ GHz/kOe, $A \cong 1.3 \cdot 10^{-6}$ erg/cm.

(19/VIII) Hamrle и Wood Fidler - заголовки PRL по теории new Gyrotropic modes и послал to Глеб и Adekunle. Глеб проверяет ω_1 и не зависит от R.

(20-21/VIII) Доклад poster F/M/F ST-nanopillar на JEMS и обсужд. Окс. чудовищно расчеты chain of vortex dots: $\nu \sim 1/d^6$ - регулярс simulations и не должно совп. с $\nu_g \sim 1/d^2$ - Sukh. PRB'13, $m_n(\omega)$ - simul. с двумя пиками ω_1, ω_2 $\forall n$ - надо понять, как построить $\chi(\omega, k)$ chain

(22/VIII) Снял Foot Cash и оплатил свет ~165. €, Обсужд. с Окс. DAAD 4-х годового расчета radial SW и планы для Берлев. Доки. V. barrier со слабыми по осц.: ему надо увелич. V. energy (oscillator), 2005 обрезанный $\Delta\omega_n$. Оценка $X_{th} \sim 5$ нм п/м $T = 300$ K - фундам. radius TM.

(23/VIII) Оплатил AGAIA у BASURA Bill 99.41 € (с пенней) перечис. на счет Mikel с Л. и А. в Lassarte-Orue (3-ий этаж дома ~110 m², без балк., гаража, клад. ~240 k€) и Urbil "Eroski". См. дом - Zizurkil (Villabona) Zubieta

(24-31/VIII) Поездка на JEMS'13, Rhodes, Greece. Познаком. с Светланой Красноярск (multiferroics) и Е. Шавновой (МГУ, принц. на PhD с шунтом)

(1-6/IX) Участие в ICNM'13, Istanbul, Turkey. Познаком с Gabriela Romania и Харьк. postdocs по FMR. переписка с Julian, Окс. о SAIOTEK

(7-8/IX) С Л. Eroski - Urbil, сроки e-mails, new citations, ответы PRL-Klein.

(9-10/IX) Session chairman DICNMA, докл. Spintronics и Domain Wall Dyn.

(11/IX) Обед Wok" с Гл., Л., Ю., Conf. Dinner. См. кв. Lugaritz: 1n. 1A, 3A, 1C и 2n-2A 3A. туристам 1C, но тихо. Лорен прат. 3A-1n. Все 320-360 k€ + гараж. 1 кв. 20-85 m², маленькие, но светлые, в хорошем месте.

(12) С Л. Eroski-Urbil. Проверка козр. High-order Vortex-TM расчета:

$W_m^{vol} = \frac{1}{2} \int_0^L dz \, dz' \, \chi(zz') \vec{S}(z) \cdot \vec{S}(z')$, $\chi(zz') = 8\pi^2 M_s^2 R \int dk \, e^{-k|z-z'|/R} F^2(k)$

$\int dz dz' \chi(zz') = 2\pi^2 M_s^2 R \int dk F^2(k) \int_0^L dz dz' e^{-k|z-z'|/R} = 8\pi^2 M_s^2 R \int dk F^2 \left(\frac{2LR}{k} f(\beta k)\right) =$

$= 16\pi^2 M_s^2 R^2 L \int \frac{dk}{k} f(\beta k) F^2(k) = \chi^0$, если $W_m = \frac{1}{2} \chi S^2 = \frac{1}{2}\left(\frac{\chi}{R^2}\right) \vec{X}^2$

Познакомил Julian и postdoc Candidate А. Тимофеев. перенесли А. ко-ин. с Университет с Гл. и Андр. А., Андр. показал Глебу и Андр. Т. Network Analyz. manual, куплю для W-FMR setup. Ужин у нас дома.

(13) Работа с Гл. над high-order-TM paper-PRL. Проверка ЦД:

$g_{\alpha\beta} \dot{X}_\beta = \int d^2\rho \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial X_\alpha} = \frac{\partial W'}{\partial X_\alpha}$, $W'(z) = \int d^2\rho \, \mathcal{L}(\vec{\rho}, z, \vec{s})$, $g_{\alpha\beta} = \int d^2\rho \, \vec{m} \cdot (\ldots)$ 359/6

$W_m = \frac{1}{2} \int dz \, dz' \, \chi(zz') \vec{S}(z) \vec{S}(z')$, $\chi(zz') = 8\pi^2 M_s^2 R L^2 \int dk \, e^{-\beta k|z-z'|} F^2(k)$

$g_{\alpha\beta} \dot{s}_\beta = \frac{1}{R^2} \frac{\partial W'}{\partial s_\alpha}$, $W = L \int_0^1 dz \, W'(z)$, $W_{ex} = A \int dV \left[(\theta_z')^2 + \sin^2\theta (\varphi_z')^2\right]$

RVM (Gus'PRL'06): $\frac{1}{M_s^2 V_d} W_{ex} = \frac{1}{2} \gamma \frac{L^2}{R^2} \int_0^L \frac{dz}{L} \left(\frac{\partial \vec{X}}{\partial z}\right)^2 = \frac{1}{2} \gamma \int_0^1 d\tilde{z} \left(\frac{\partial \vec{s}}{\partial \tilde{z}}\right)^2$, $\tilde{z} = \frac{z}{L}$

$\gamma_{RVM} = \left(\frac{L_e}{L}\right)^2 \ln \frac{1}{c}$, $\gamma_{nA} = \left(\frac{L_e}{L}\right)^2 \left(\ln \frac{1}{c} + \frac{5}{4}\right)$ с урезом V. Cobo.

$W_{ex} = \frac{1}{2}(\pi R^2 L) \gamma \int d\tilde{z} \left(\frac{\partial \vec{s}}{\partial \tilde{z}}\right)^2 M_s^2 = \frac{1}{2} \gamma \pi M_s^2 R^2 L \cdot \int d\tilde{z} \left(\frac{\partial \vec{s}}{\partial \tilde{z}}\right)^2$, $W_{ex}' = \frac{1}{2} \gamma \pi M_s^2 R^2 \left(\frac{\partial \vec{s}}{\partial \tilde{z}}\right)^2$

Escaneado con CamScanner

$\vec{g}\times\vec{S} = \frac{1}{R^2}\frac{\delta W'}{\delta \vec{S}}$, $W'_{ex}(\text{поч})\frac{1}{R^2} = \frac{1}{2}y\left(\frac{\partial \vec{S}}{\partial z}\right)^2 \cdot \frac{1}{M_s^2 V} W_{ex}(\text{plane}) = -\frac{1}{2}\left(\frac{l_e}{R}\right)^2 S^2$

Abendua · Diciembre

— в PVM вота. Gus' PRB'02, $W_{ex}(\text{plane}) = -\frac{1}{2}\int dz\, \mu \vec{S}^2(z) \to -\frac{\mu}{2}S^2$

26

$W_{ex}/M_s^2 V = -(l_e/R)^2 S^2$. $W_{ex} = M_s^2 V(-1)\frac{l_e^2}{R^2}\int d\vec{z}\,\vec{S}^2(z)$

Abtzaizuna · Miércoles

$W_{ex}(\text{plane}) = -\pi M_s^2 R^2 \left(\frac{l_e}{R}\right)^2 L \int d\vec{z}\,\vec{S}^2(z)$, $W = L\int dz\, W'$

$\frac{1}{R^2}W_{ex}(\text{plane}) = -\pi M_s^2 (l_e/R)^2 \vec{S}^2(z)$. $\frac{1}{R^2}W'_{ex} = \frac{1}{2}y\left(\frac{\partial \vec{S}}{\partial z}\right)^2 - \frac{1}{2}\mu\vec{S}^2$,

где $y = \pi M_s^2\left(\frac{l_e}{L}\right)^2\left[\ln\frac{1}{c} + \frac{5}{4}\right]$, $\mu = 2\pi M_s^2 (l_e/R)^2$.

$W_m = \frac{1}{2}\int dz \int dz' \chi(zz')\vec{S}(z)\vec{S}(z') = L\int_0^1 dz\, W'_m(z)$, $W'_m(z) = \frac{1}{2L}\int_0^1 dz'\chi(zz')\vec{S}(z)\cdot\vec{S}(z')$

В eq. Thiele даёт вклад $\frac{1}{R^2}W'(\vec{S})$. $W' = W'_m + W'_{ex}$.

$\frac{1}{R^2}W'_m = \frac{1}{2}\frac{1}{LR^2}\int_0^1 dz'\chi(zz')\vec{S}(z)\cdot\vec{S}(z')$, $\chi(zz') = 8\pi^2 M_s^2 RL^2\int dk\, e^{-k\beta|z-z'|}F^2(k)$.

(14/IX) Работа с Глебом над High-Tm PRL paper. П. уехала в Киев, с собой 1750$ и 70 €. Отдал Глебу 1494 € = 1600 € (переписка.) − 70 € (отправка) − 36 € (билет bus) С Анг., Гл., Фис. и Rafa на ужине в Wok" – Zurriola. Написала Gabriela (Romanić) E-mail to s.cosgrenova.

(15/IX) Грог. e-mails. YD Thiele $g_{\alpha\beta}\dot{X}_\beta = -\frac{\delta W'}{\delta X_\alpha}$, $g_{\alpha\beta}(\dot{\vec{S}})_\beta = -\frac{1}{R^2}\frac{\delta W'}{\delta \vec{S}_\alpha}$

$\vec{S}(z) = \vec{X}(z)/R$. $W' = \int d^2\vec{S}\,\mathcal{H}$, $W[\vec{S}(z)] = \int_0^L dz\, W'[\vec{S}(z)]$, $\vec{g}\times\dot{\vec{S}} = -\frac{1}{R^2}\frac{\delta W'}{\delta \vec{S}}$

$W[\vec{S}(z)] = \int dz\left[W'_m(\vec{S}) + W'_{ex}(\vec{S}, \partial\vec{S}/\partial z)\right] = \int dz\, W'[\vec{S}(z), \partial\vec{S}/\partial z]$, $g_{\alpha\beta} = \int d^2\vec{S}(\ldots)$

$\frac{\delta W'}{\delta \vec{S}} = \frac{\partial W'}{\partial \vec{S}} + \frac{\partial}{\partial z}\frac{\partial W'}{\partial(\partial\vec{S}/\partial z)}$, $\frac{W'}{R^2} = \frac{1}{2}y\left(\frac{\partial \vec{S}}{\partial z}\right)^2 - \frac{1}{2}\mu\vec{S}^2(z) + \frac{1}{2}\frac{1}{LR^2}\int dz'\chi(zz')\vec{S}\vec{S}'$

где z, z' в eq. L.

$$W[\vec{S}(z)] = \frac{LR^2}{2}\int_0^1 dz\left[y\left(\frac{\partial \vec{S}}{\partial z}\right)^2 - \mu\vec{S}^2(z)\right] + \frac{1}{2}\int_0^1 dz\,dz'\,\chi(zz')\vec{S}(z)\vec{S}(z')$$

Можно найти YD из $\mathcal{L} = \frac{M}{(R^2)}\int dz(\vec{g}\times\vec{S})\cdot\dot{\vec{S}} - \int dz\, W'^0 = \mathcal{L}_{kin} - W[\vec{S}(z)]$

$\mathcal{L} = \int dz\left[\frac{1}{2}(\vec{g}\times\vec{S})\dot{\vec{S}}R^2 - W'\right] \Rightarrow \vec{S} \neq f(z)$ сводится к $\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\vec{G}\times\vec{X})\dot{\vec{X}} - W(\vec{X})$, $\vec{G} = \vec{g}L$

Но в Gleb-PRL вводить L не нужно. Оставим Thiele eq. с $W' = \int d^2\vec{S}\,\mathcal{H}$

Частоты TM $\omega_n = \frac{y}{g}q_n^2 + \frac{1}{g}V_{nn}$, $V_{nn} = \int dz\int dz'\chi(zz')u_n u_n - \mu$.

$\omega_{ex}^n = \frac{y}{g}q_{ln}^2 = \frac{\pi M_s^2 (l_e/L)^2\left[\ln 1/c + 5/4\right]}{2\pi M_s\frac{1}{\gamma}}\pi^2 n^2 = \frac{1}{2}\gamma M_s\left(\frac{l_e}{L}\right)^2\pi^2\left[\ln\frac{1}{c} + \frac{5}{4}\right]\cdot n^2$

$\frac{\omega_{ex}^n}{\omega_M} = \frac{\pi}{8}\left(\frac{l_e}{L}\right)^2\left[\ln\frac{1}{c} + \frac{5}{4}\right]\cdot n^2$, $\int_0^1 dz\int_0^1 dz' e^{-\beta k|z-z'|}\cos q_n z\cdot\cos q_n z' = f_n(\beta k)$

$V_{nn} = \int_0^1 dz\int_0^1 dz'\,\chi(zz')\left(\frac{2}{1+\delta_{n0}}\right)\cos q_n z\cdot\cos q_n z' = \frac{2}{(1+\delta_n)}\cdot(8\pi^2 M_s^2 L^2 R)\int_0^\infty dk\, e^{-\beta k|z-z'|}F^2(k)\times$

$\times\cos q_n z\cdot\cos q_n z'\,dz\,dz' = \frac{2}{(1+\delta_{n0})}\frac{8\pi^2 M_s^2 L^2 R}{R^2 L}\int dk\, f_n(\beta k)F^2(k)$, $\varepsilon_n = 1+\delta_{n0}$

$\frac{f_n(k)\cdot 2}{\varepsilon_n} = \frac{2k}{k^2+q_n^2}\left[\frac{\varepsilon_n}{2} + \frac{k}{k^2+q_n^2}\left\{(-1)^n e^{-k} - 1\right\}\right]\left(\frac{\varepsilon_n}{2}\right)^{-1} = \frac{2k}{k^2+q_n^2}\left[1 + \frac{2}{\varepsilon_n}\frac{k}{k^2+q_n^2}\left\{(-1)^n e^{-k} - 1\right\}\right]$

360/5

$V_{nn} = 8\pi^2 M_s^2\beta^2\int dk\, f'_n(\beta k)F^2(k) = |\beta k \to k| = 8\pi^2 M_s^2\cdot 2\int_0^\infty dx\, f'_n(x)F^2(x/\beta) \le 2f'_n(k)$.

$\omega_n^{mag} = \frac{1}{g}V_{nn} = \frac{1}{2\pi M_s\frac{1}{\gamma}}\cdot 2\cdot 2\pi^2 M_s^2\int_0^\infty dx\, f'_n(x)F^2(x/\beta) = 2\omega_M\int_0^\infty dx\, f'_n(x)F^2\left(\frac{x}{\beta}\right)$

$f'_{0(k)} = \frac{1}{k}\left[1 + \frac{(-1)}{k}(1-e^{-k})^\gamma\right]$, $\int dx\,\frac{1}{x}\left[1 - \frac{1}{x}(1-e^{-x}\right]F^2(x/\beta) = \int_0^\infty\frac{dk}{k}\left[1 - \frac{1}{\beta k}(1-e^{-\beta k})\right]F^2(k)$

52 Asti · Semana

$\omega_n^m = 2\omega_M\int\frac{dt}{t}f(\beta t)F^2(t)$, $f(k) = 1 - \frac{1}{x}(1-e^{-x})$ – верно. $f_0(\beta k) = \frac{1}{\beta k}f(\beta k)$.

$\omega_n^m = 2\omega_M\beta\int dk\, f'_n(\beta k)F^2(k)$ – исходное.

Escaneado con CamScanner

16/IX Поиск postdoc для А. Тимофеев с May 2012 (Cipriotti appl.?). PRL
17/IX Обсуждение Глебу перечитать $\omega_0(L)$ из инт. ур. Беседа с Julien о postdoc applications и Arantxa о skyrmions. Osteguna
18/IX Проект paper Nanoscale с Virginia и Reg. PSS – Nanotube DW – Conf. paper Aiping
19/IX Обсуждение с Окс. DAAD project (ST-дин. в 1D-chain или new skyrmion dyn.) Postdoc. V. Eroski – билеты в Киев. Ref. search – Skyrmions. TM $S(z)$
20/IX E-mails to E. Шапова (PhD) и J.C. Levy (Paris Sem.). Исправил $\omega_c(\beta)$ TM и послал revised MS to Глеб. Инт. ур. для (n=0)-TM $\left(\frac{\omega}{\omega_M}\right) S(z) = \int_0^1 dz' g(zz') S(z')$, $g(zz') = \beta \int dk e^{-\beta k|z-z'|} F^2(k)$ $\omega_0^{eff}(\beta) = \omega_0(\beta)\left[1 - 3\omega_c(\beta)/\omega_M\right]$ – Gus' PRB 10
В 2-го порядка $\lambda_n = \gamma q_n^2 + \langle n|\hat{V}|n\rangle + \sum_{n' \neq n} \frac{|\langle n|\hat{V}|n'\rangle|^2}{\lambda_n^0 - \lambda_{n'}^0}$, $\lambda_n^0 = \gamma q_n^2$, $\lambda = \omega_g$
Сдвиг (n=0)-частоты $\delta\omega_0 = -\omega_M \frac{8}{\pi}\left(\frac{L}{Le}\right)^2 \left[\ln\frac{1}{c} + \frac{5}{4}\right]^{-1} 2\sum_{n\neq 0} \frac{1}{n^2} \left| \int dz dz' g(zz') \cos n\pi z \right|^2$
Было $-0{,}6$ МГц, при R = 150 нм, L = 60 нм – неплохо совп.
$\gamma \sim \int d^2\vec{S} \left(\frac{\partial \vec{m}}{\partial z}\right)^2 = \int d^2\vec{S} \left(\frac{\partial \vec{m}}{\partial s_x}\frac{\partial s_x}{\partial z} + \frac{\partial \vec{m}}{\partial s_y}\frac{\partial s_y}{\partial z}\right)^2 = \int d^2\vec{S} \left[\left(\frac{\partial \vec{m}}{\partial s_x}\right)^2\left(\frac{\partial s_x}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial \vec{m}}{\partial s_y}\right)^2\left(\frac{\partial s_y}{\partial z}\right)^2 + 2\frac{\partial \vec{m}}{\partial s_x}\frac{\partial \vec{m}}{\partial s_y}\frac{\partial s_x}{\partial z}\frac{\partial s_y}{\partial z}\right] \sim D_{xx}\left(\frac{\partial s_x}{\partial z}\right)^2 + D_{yy}\left(\frac{\partial s_y}{\partial z}\right)^2 + 2D_{xy}\frac{\partial s_x}{\partial z}\frac{\partial s_y}{\partial z}$, $D_{\alpha\beta}$ – demagn.
В 5°-приближении $D_{xx} = D_{yy}$, $D_{xy} = 0$ и $\gamma \sim D_{xx}\left(\frac{\partial \vec{s}}{\partial z}\right)^2$, $D_{xx} \sim \left[\ln\frac{1}{c} + 5/4\right]$ – pole-free m.
с учетом v. core, pole-free model.

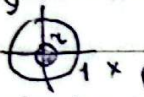
21-20/IX E-mails to С. Сорокина, Е. Шапова, А. Тимофеев, Ю. Погорелов
Подгот. final version High-order-TM для subm. to PRL. Abstracts MMM
по vortices и skyrmions. Обсужд. с Окс. new topic – Skyrmions без DMI (Zheng)
и вычисл. vortex ind. energy barrier. Сдал docs Patxi на возврат + Travel mon.
22-22/IX С Ю.В. "Eroski и Garbera. Осц. JAP – Matlab – Nonlin ω_{TM}. Ondarreta и
Berkov – preprint по coupled ST oscill. in square dot arrays (DAAD)
23/IX E-mails to Е. Шаповой (PhD) и Мелкову. Повтор. отзыв PRL-Gui, FE-Vort.
Напис. new MS-Мелков по $\chi(\omega)$ of dot arrays. Глеб subm. PRL.
24/IX Встреча с J. Phillips и ужин. Basque lang. в А. школе. Собрание
по поводу Italy-trip 4–13 Oct. 2013 – инфо, инструкции,
25-26/IX Обсужд. – Berkov DAAD-program Окс. Переписка с Глеб Adelmann
по "High-n TM" PRL Сокращение. Корот. докл. ICFM'2013 – Гайана и
необх. документов. С собой в Украину 1000 £ и 1008 € / обратно 615 $.
27/IX – 12/X Поездка в Украину: ICFM'2013 и работа с Мелковым
по subsc. $f(W)$ of dot array. Познакомл. с (В.) V. Korenivski из Швеции –
просил о В. Ивановым прислать comments на их F/N/F Vort. Core PRL'12,
которая неверна по многим пунктам (См. comments на распечатке).
Договорился о сотрудн. с Зухрой Гарреевой (Аббасовой), знакомой
по Новгород '1991, по Skyrmions и DMI. Зухра сотрудн. с А. Звездин.
Обещал Звездину разобр. с toroidal moment для тадп. coupling,
посчитать интегралы солитонов в V. dot pair coupling и вывести
ур. ST в AVM и TVA через альтернативу Фредгольма. Приехали
в Украину (Ekonasov AE или EG) весной 2014 прочесть цикл лекций по spin dyn.
Направил работу Prokopenko-Rudako-Vak из Инст. физики, Красноярск по V. dynamics
Задействовал: Юля Данько, thesis on Mon. 1, Таня Михайлова, Морт. Сомперарей
Был на предв. защите Ворды и в гостях у Мелкова с Л. PRL – Кавказец
не принятой в PRL даже на реценз., appeal не помогла.

Escaneado con CamScanner

Berkov проводит ⊙ - contact, ▣ - square dot, ⊗ - under contact. усреднение $\langle \vec{m}(t) \rangle_c$ на области dot также $\langle \dots \rangle_c$ может отлич. от $\langle \vec{m} \rangle_V = \vec{\mu}$
$\vec{\mu} \sim \hat{z} \times \vec{S}$ в моих papers.

DAAD - Vortex - Berkov

TVA в ин. ю $\vec{S}$ приближ. (15/III 2005г.): $m_x(\vec{s}) = \frac{\mathbb{C}}{s}\left[-y - y\frac{\vec{s}\cdot\vec{S}}{s^2} + S_y(1-x^2) + S_x xy\right]$



$\langle m \rangle_r = \frac{1}{\pi r^2}\int_0^r ds\, s \int_0^{2\pi} d\varphi\, m_x(\vec{s},\vec{S}) \cdot y\vec{s}\cdot\vec{S} = \sin\varphi(S_x\cos\varphi + S_y\sin\varphi)s^2$

362 $\langle m_x \rangle_r = \frac{1}{\pi r^2}\int ds\, s \int d\varphi \frac{\mathbb{C}}{s}\left[-\frac{1}{s^2}\frac{S_y}{r}\sin^2\varphi\, s^2 + S_y(1-s^2\cos^2\varphi)\right] = \frac{1}{\pi r^2}\int ds\, s \frac{\mathbb{C}}{s} \times$

$\times\left[-S_y\pi + S_y 2\pi - S_y s^2\pi\right] = \frac{\mathbb{C}}{r^2}\int ds(1-s^2)S_y = \frac{\mathbb{C}S_y}{r^2}\left(r - \frac{1}{3}r^3\right) = \frac{\mathbb{C}S_y}{r}\left(1-\frac{1}{3}r^2\right)$.

$\langle m_x \rangle_r = \mathbb{C}S_y\frac{1}{r}\left(1-\frac{1}{3}r^2\right)$, $\langle m_y \rangle_r = -\mathbb{C}S_x\frac{1}{r}\left(1-\frac{1}{3}r^2\right)$. $\lim r=1 (R)$ верно $\sim 2/3$.

$\langle \vec{m} \rangle_r = -\mathbb{C}\frac{1}{r}\left(1-\frac{1}{3}r^2\right)\hat{z}\times\vec{S}$ - вне v. core. Т. $r \gg R_c$, r - radius of contact.

~~Larumbata~~ Sabalde

Проверка "у ⑤ ②" Case (iii) Berkov на основе расчетов Buchal. Ph. RS

Domingo · Igandea

363 2 $W(\vec{X}_1,\vec{X}_2) = \frac{1}{2}\varkappa_1(X_1^2+X_2^2) + \frac{1}{2}\varkappa_2(y_1^2+y_2^2) + \mu_1 X_1 X_2 + \mu_2 y_1 y_2$, $\vec{X}_j$ отклонения 364 1

от положений равновесия j-vortex. $P_1P_2 = +1$, 19/VII 2005г.

Отсюда $\omega_X^2 = \frac{1}{G^2}(\varkappa_1+\mu_1)(\varkappa_2+\mu_2)$ - (i,i) mode $\omega_\xi^2 = \frac{1}{G^2}(\varkappa_1-\mu_1)(\varkappa_2-\mu_2)$ - (0,0) mode

$\vec{X} = \frac{1}{2}(\vec{X}_1+\vec{X}_2)$, $\vec{\xi} = \vec{X}_1 - \vec{X}_2$. ω_X: $X_1 = X_2$, $y_1 = y_2$ и ω_ξ: $X_1 = -X_1$, $y_1 = -y_2$.

Соотн. ω_X и ω_ξ зависят от знаков μ_1, μ_2, куда входят $\mathbb{C}_1, \mathbb{C}_2$.

52 Alb Sardana $W_{int} = \mu_1 X_1 X_2 + \mu_2 y_1 y_2$. Для (i,i) mode $W_{int} = \mu_1 X_1^2 + \mu_2 y_1^2 = X_1^2\left(\mu_1 + \mu_2\frac{\varkappa_1+\mu_1}{\varkappa_2+\mu_2}\right)$

Escaneado con CamScanner

Для (0,0)-mode $W_{int} = -\mu_1 X_1^2 \frac{x_2}{x_1} - \mu_2 y_1^2 = -\left[\mu_1 + \mu_2 \frac{x_1-\mu_1}{x_2+\mu_2}\right] X_1^2$.

Total $W(\vec{X}_1\vec{X}_2)$-(ii)mode $= x_1 X_1^2 + x_2 y_1^2 + X_1^2(\mu_1 + \mu_2 \frac{x_1+\mu_1}{x_2+\mu_2}) = 2(x_1+\mu_1)X_1^2$

$W(\vec{X}_1\vec{X}_2)$ (0,0)-mode $= x_1 X_1^2 + x_2 y_1^2 - (\mu_1 + \mu_2 \frac{x_1-\mu_1}{x_2-\mu_2}) X_1^2 = 2(x_1-\mu_1)X_1^2$

Используя эллиптичность $y_1^2/X_1^2 = \frac{x_1+\mu_1}{x_2+\mu_2}$ (ii) и $y_1^2/X_1^2 = \frac{(x_1-\mu_1)}{(x_2-\mu_2)}$ (0,0).

Интересно $W_{x,\xi}(\vec{X}_1\vec{X}_2) = 2(x_1 \pm \mu_1)X_1^2$, только зная μ_1 определ энергии ω_x или ω_ξ - mode будет ясно. $x_{1,2} > 0$.

Berkov notes - simul. даже (0,0)-mode и т.к. $\langle m_{x1}\rangle_z = C_1 f(z) S_{y1}$, $\langle m_{x2}\rangle_z = C_2 f(z) S_{y2}$, $C_1 = -C_2$, $S_{y1} = -S_{y2}$, то $\langle m_{x1}\rangle_z$ и $\langle m_{x2}\rangle_z$ - in-phase. Но out-of-phase $\langle m_{x1,2}\rangle_z$ возникают иногда, они соотв. (i,i) ν mode.

Для (0,0) - ξ mode $W_\xi = 2(x_1-\mu_1)X_1^2 = 2(x_2-\mu_2)y_1^2$, $\langle m_{xi}\rangle_z = C_i f(z) S_{yi}$

Для (ii) - X mode $W_X = 2(x_1+\mu_1)X_1^2 = 2(x_2+\mu_2)y_1^2$. $y_1^2 \sim \langle m_{x1}\rangle_z^2$

Simulated W_ξ примерно в 2 раза > W_X. Отсюда $\mu_1, \mu_2 < 0$

$W_\xi/W_X = 2 = \frac{x_1-\mu_1}{x_1+\mu_1}$, $\mu_1 \approx -\frac{1}{3}x_1$ и $2 = \frac{x_2-\mu_2}{x_2+\mu_2} \Rightarrow \mu_2 \approx -\frac{1}{3}x_2$,

что правдоподобно для ⑤|ⓒ - Case.

$\omega_\xi^2 = \frac{1}{G^2}\left(\frac{4}{3}\right)^2 x_1 x_2$, $\omega_X^2 = \frac{1}{G^2}\left(\frac{2}{3}\right)^2 x_1 x_2$, $\frac{\omega_X^2}{\omega_\xi^2} = \frac{2^2}{4^2}$, $\omega_X \approx \frac{1}{2}\omega_\xi$!

Simul. $\omega_\xi/2\pi \approx 450$ MHz, $\Rightarrow \omega_X/2\pi \approx 220$ MHz и на Fig.4 $\omega_X/2\pi \approx 0{,}2$ GHz видна.

$W_{int}^{(0,0)} = -\left(\mu_1 + \mu_2 \frac{x_1-\mu_1}{x_2-\mu_2}\right)X_1^2 = -2\mu_1 X_1^2$, если $\frac{x_1}{\mu_1} = \frac{x_2}{\mu_2} = -3$.

Simul. $W_{int}^{(0,0)} \approx 2{,}9 \cdot 10^{-11}$ erg. Это позволяет найти μ_1 и x_1.

Из $\omega_\xi = \frac{1}{G}\frac{4}{3}\sqrt{x_1 x_2}$ можно найти $x_1 x_2$, т.е. x_2 и μ_2.

Интересно сравнить x_1 из $W_{int}^{(0,0)}$ и из ω_ξ - Simulated. Надо X_1.

Пусть $X_1 \approx 100$ nm, из single-ν. elliptic dot $\frac{x_2}{x_1} = \frac{a^2}{b^2} = \frac{2^2}{1^2} = 4$ (b, a)

$|\mu_1| = \frac{2{,}9 \cdot 10^{-11}\ \text{erg}}{2 \cdot (10^{-5}\ \text{cm})^2} \approx 1{,}5 \cdot 10^{-1}\ \text{erg/cm}^2$, $x_1 \approx 0{,}45\ \text{erg/cm}^2$

$\omega_\xi = \frac{\gamma}{2\pi M_S L}\frac{4}{3}\sqrt{x_1 \cdot 4x_1} = \frac{\gamma}{2\pi M_S L}\frac{8}{3}x_1 = \frac{4}{3\pi}\gamma M_S \frac{x_1}{M_S^2 L} = \frac{4}{3\pi}\gamma M_S \frac{0{,}45\ \text{erg/cm}^2}{0{,}74 \cdot 10^6 \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3} \cdot 2 \cdot 10^{-6}\ \text{cm}} =$

$= \frac{4}{3\pi} 2{,}95\ \frac{\text{GHz}}{\text{kOe}} 0{,}860\ \text{kG} \cdot 0{,}30 \approx 340$ MHz из W_ξ - simul.

Тогда как ω_ξ - sim = 450 MHz. // Согласие хорошее, учит. $X_1 \approx 100$ nm кенгв. и $x_2/x_1 = 4$ - неплохое. Все параметры ⑤|ⓒ (iii) case Berkov определены.

$\langle m_x^{tot}\rangle_z = \langle m_{x1}\rangle_z + \langle m_{x2}\rangle_z = f(z)[S_{y1}C_1 + S_{y2}C_2] \sim (S_{y1} - S_{y2})$, поэтому out-of-phase ω_ξ, (0,0) mode с $S_{y2} = -S_{y1}$ соотв. Max $\langle m_x^{tot}\rangle_z$.

(25/X) Подгот. доклада Nonlin. FMR для Ultrafast Magn., Strasbourg'13

(26/X - 1/XI) Поездка на UMC в Strasbourg (Оксана Weller, Nowak, Rasing, Awschalom, Fisarov, Munzenberg, Katsnelson etc.) THz - dynamics.

(4-5/XI) Revision Gleb - Nature Com. TM - paper. Klein - Nonlin MRFM[05] принем в PRL! Подгот. travel reports Strasbourg и Глеб Юра, Бунаев - D'ICNIMA.

(6/XI) E-mails to Berkov и Окс. ST in square dots. послал Окс. eg. Vortex TM square dot от 2005 г.

Объявили MEC - grants call, звонил Оксане Ч. и переписка с ней. Переписка с Глеб Fernando, Julian. Приглашен на раб. поездку LEMAC - Benasque в Feb', 2014 - согласился.

(7-8/XI) Беседа с Julian о MEC - project (Ок и Juan Jo, Ipatov будут участв. имеем project, номер и Lourdes). Сост. Аранатха. Набросок плана project с Оксаной Чуб. Заполнили и отдали Patxi - reimburs. appl. по Portugal grant - Глеб Юра, Бун.

Escaneado con CamScanner

(9-24/XI) поездка в Porto. Обеих записва 100€ x 15 = 1500€ - 25% налог.
Работа върху Memorial MEC-project с Оксана Ч. Приемане Vortex oscillator синхронизиран с Ирен П. по papers Belanovskii, APL-2013, PRB-2012 и устни - IEEE TM-2009 (у славина на Houlihi. oscillator, все уб линеарна вълна $p = p_0 = |c|^2$ ниво челика)

NanoSpain, Madrid - March 2014 | Abs. до Jan. 27, 2014 и D. Hui, Malta, 2014 July. Subjects. Мандат свой Petos-MEC граде и не будеш уч. в моем, Lourdes - -будеш (Знам То, Ирати-?). Собрани CV Lourdes, Unai, Arantxa, Adekunle, Glеб.

(25/XI) Мой subproject подписан и я submitted coordinated project to MEC-website. Переписка с Vice-Rector de Inv. (Elena) Proof PRL Klein. Глеб - Nat. Commun. вземи на реч., приеми PRB - Rapids Vortex Barriers с Мелков. Ю. день рожд. Антон приписе табела, где 2" по история, 3" по философия и Spanish.

(26/XI) Остер Porto - trip. Вечеря с Lourdes о „Skyrmions" - дали са JNV-review и послали Nat. Nanot. Papers Skyrmions by Fert. Глеб получил Assoc. Prof. position in Porto. E-mails from O. Сухостави.

(27/XI) получих подписи Adekunle и Глеб на ff paper (last page Definitivo). Преведени PRB-Мелков Figs и saved in EPS-format. Звънна Мелков. Продължих $\chi(\omega)$-dots-paper, Abs. INTERMAG'14 и списан доклад. 2012-2013. С Глеб: 1) теор. paper main TM дали APL; 2) $\omega_n(k)$ дали PRB. Силвия: чрезв DMI in Vortex TM frequency.

Тек. план: 1) резюм. Figs PRB-Melkov; 2) писмо to Elena подписи и conf. Letter Adekunle-MEC; 3) нов Мелкову описан Conf. 2012-2013; 4) приключих ω_{TM} с DMI 5) подгот. docs дали appl. Tarjeta Residencia.

~~TM-DMI~~ ~~DMI~~ induced dyn. of vortex in circular dots (Си. 17/VI 2006 г.) Уров DMI дали Vortex dot Чрез члена $D(\vec{M}\cdot\mathrm{rot}\vec{M})$ в $W(\vec{M})$ даде доп. $W_D = 2\pi D p \int_0^R d\rho\,\rho\left[\frac{\partial\theta}{\partial\rho} + \frac{1}{\rho}\sin\theta\cos\theta\right]$ дали centered vortex for any $\theta(\rho)$. Два Skyrmion model $\theta(\rho) = 2\arctg\frac{\rho}{R}$, $\frac{\partial\theta}{\partial\rho} = \frac{2}{R}\frac{1}{1+\rho^2/R^2} = \frac{1}{\rho}\sin\theta(\rho)$, $\rho \le R$. Два centered V, только core contributes to W.

Ако $\vec{m} \neq f(z)$ - thin dot, то $\mathrm{rot}\vec{m} = \frac{1}{\rho}\left[\hat{\rho}\frac{\partial m_z}{\partial\varphi} + \hat{z}\frac{\partial}{\partial\rho}\rho m_\varphi - \hat{z}\frac{\partial m_\rho}{\partial\varphi} - \rho\hat{\varphi}\frac{\partial m_z}{\partial\rho}\right]$.

$(\vec{m}\cdot\mathrm{rot}\vec{m}) = (m_\rho, m_\varphi, m_z)\cdot\mathrm{rot}\vec{m} = \frac{1}{\rho}\left[m_\rho\frac{\partial m_z}{\partial\varphi} - \rho m_\varphi\frac{\partial m_z}{\partial\rho} + m_z\frac{\partial(\rho m_\varphi)}{\partial\rho} - m_z\frac{\partial m_\rho}{\partial\varphi}\right]$

Вдясно $(\vec{m}\cdot\mathrm{rot}\vec{m})$ дали shifted vortex $\vec{m}(\vec{\rho},\vec{X})$ и съотв. ω_{TM}. Лявата (m_x, m_y, m_z) - предсказва.

(28/XI) Беседа с Julian; new FPU call, тек. grant applications.

$$\vec{m}\cdot\mathrm{rot}\vec{m} = \vec{m}\cdot\begin{vmatrix}\hat{x} & \hat{y} & \hat{z}\\ \partial/\partial x & \partial/\partial y & 0\\ m_x & m_y & m_z\end{vmatrix} = \vec{m}\cdot\left[\hat{z}\frac{\partial m_y}{\partial x} - \hat{z}\frac{\partial m_x}{\partial y}\right] = (m_x, m_y, 0)(0,0,x) = 0$$

Вне core $m_z = 0$ $(\vec{m}\cdot\mathrm{rot}\vec{m}) = 0$ $\forall\vec{m}$ if ignore V. core $m_z = 0$.

I.e. Dzyaloshinskii-Moriya (DMI) дали Vortex TM в dot нек. 1/36 писмена упоменават, т.к. DMI - effect v m_z и опредя. только vortex core.

Изчисление: exch. integral D - велик, чрез комплекс. small size V. core, (или $\partial/\partial z m_z \neq 0$, thick dot.

$$\vec{m}\cdot\mathrm{rot}\vec{m} = \vec{m}\cdot\begin{vmatrix}\hat{x} & \hat{y} & \hat{z}\\ \partial/\partial x & \partial/\partial y & 0\\ m_x & m_y & m_z\end{vmatrix} = \vec{m}\cdot\left[\hat{x}\frac{\partial m_z}{\partial y} + \hat{z}\frac{\partial m_y}{\partial x} - \hat{z}\frac{\partial m_x}{\partial y} - \hat{y}\frac{\partial m_z}{\partial x}\right] =$$

$$= m_x\frac{\partial m_z}{\partial y} - m_y\frac{\partial m_z}{\partial x} + m_z\left(\frac{\partial m_y}{\partial x} - \frac{\partial m_x}{\partial y}\right)$$

Two-V. model $f(z) = i\frac{R}{c}\left[z - \frac{(s+\bar{s}z^2)}{1+s\bar{s}}\right]$

Circulation only in core: $W = f(z)$. $m_x + im_y = \frac{2f}{1+|f|^2}$, $m_z = (1-|f|^2)/(1+|f|^2)$

$\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial\bar{z}}$, $\frac{\partial}{\partial y} = \left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial\bar{z}}\right)i$, $|f|^2 = f\bar{f} = f(z)\bar{f}(\bar{z})$ $z = x + iy$.

Aste • Semana

Escaneado con CamScanner

$$m_z = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial m_z}{\partial x} - i\frac{\partial m_z}{\partial y}\right) = \frac{\partial}{\partial \bar z}\left(\frac{1-f\bar f}{1+f\bar f}\right) = \frac{-\frac{\partial f}{\partial \bar z} f(1+f\bar f) - (1-f\bar f)\frac{\partial f}{\partial \bar z}\bar f}{(1+f\bar f)^2} =$$

$$= -2\bar f \frac{\partial f/\partial \bar z}{(1+f\bar f)^2}$$

$$\frac{\partial f}{\partial \bar z} = i\frac{\Phi}{c}\left[1 - \frac{1}{1+|s|^2}2\bar s z\right] \approx i\frac{\Phi}{c}\left[1 - 2\bar s z\right]$$

$$\frac{\partial^2 f}{\partial \bar z^2} = i\frac{\Phi}{c}\left[-2\bar s + 2\bar s^2 z + 2|s|^2 z\right] = i\frac{\Phi}{c}(1-2\bar s z) = \frac{1}{c^2}\left[\bar z - 2\bar s|z|^2 - \bar s - s\bar z^2 + 2\bar s^2 z + 2|s|^2|z|^2 z\right] =$$

$$= \frac{1}{c^2}\left[(1+2|s|^2 s^2)\bar z - \bar s(1+2s^2) - s\bar z^2 + 2\bar s^2 z\right]$$

$$m_x\frac{\partial m_z}{\partial y} - m_y\frac{\partial m_z}{\partial x} = \mathrm{Re}\,(m_x - im_y)\left(\frac{\partial m_z}{\partial x} - i\frac{\partial m_z}{\partial y}\right) = \mathrm{Re}\,\frac{2\bar f}{1+|f|^2}\cdot 2\frac{\partial m_z}{\partial z} =$$

$$= \frac{4}{1+|f|^2}\mathrm{Re}\left(\bar f\frac{\partial m_z}{\partial z}\right) = \frac{(-2)4}{(1+f\bar f)^3}\mathrm{Re}\left(\bar f^2\frac{\partial f}{\partial z}\right)$$

DMI

$$\bar f^2\frac{\partial f}{\partial z} = \frac{1}{c^2}\left[(1+2|s|^2s^2)\bar z - \bar s(1+2s^2) - s\bar z^2 + 2\bar s^2 z\right](-i)\frac{\Phi}{c}\left[\bar z - \bar s - s\bar z^2\right] =$$

$$= -i\frac{\Phi}{c^3}\left[(1+2|s|^2s^2)\bar z^2 - \bar s\bar z - s\bar z^3 - \bar s(1+2s^2)\bar z + \bar s^2(1+2s^2) + |s|^2(1+2s^2)\bar z^2 - s\bar z^3 + |s|^2\bar z^2 + s^2\bar z^4 + 2\bar s^2 s^2\right] =$$

$$= -i\frac{\Phi}{c^3}\left[\bar s^2(1+4s^2) - \bar s\bar z\,2(1+s^2) + \bar z^2(1+2|s|^2+4s^2|s|^2) - 2\bar s\bar z^3 + s^2\bar z^4\right],\quad \mathrm{Re}\,\bar s^2 = \mathrm{Re}\,|s|^2 e^{-i2\varphi_s} = |s|^2\cos 2\varphi_s$$

$$\mathrm{Re}\,\bar s\bar z = \mathrm{Re}\,|s|s\,e^{i(\varphi+\varphi_s)} = s|s|\cos(\varphi+\varphi_s),\quad \mathrm{Re}\,\bar z^2 = s^2\cos 2\varphi.$$

$$\mathrm{Re}\,\bar s\bar z^3 = \mathrm{Re}\,|s|s^3 e^{-3i\varphi}e^{-i\varphi_s} = |s|s^3\cos(3\varphi+\varphi_s),\quad \mathrm{Re}\,s^2\bar z^4 = |s|^2 s^4\cos(4\varphi-2\varphi_s)$$

$$m_x\frac{\partial m_z}{\partial y} - m_y\frac{\partial m_z}{\partial x} = \frac{-8}{(1+f\bar f)^3}\mathrm{Re}\,(-i)\frac{\Phi}{c^3}[\dots] = \frac{8}{(1+f\bar f)^3}\frac{\Phi}{c^3}\mathrm{Im}[\dots] =$$

$$= \frac{8}{(1+f\bar f)^3}\frac{\Phi}{c^3}\left[-(1+s^2\cdot 4)|s|^2\sin 2\varphi_s + 2(1+s^2)|s|s\sin(\varphi+\varphi_s) + (1+2|s|^2+4s^2|s|^2)s^2(-1)\sin 2\varphi + 2|s|s^3\sin(3\varphi+\varphi_s) + |s|^2 s^4(-1)\sin(4\varphi-2\varphi_s)\right]$$

– содержит члены $\sim s_d$ (!)

$$\frac{\partial m_y}{\partial x} - \frac{\partial m_x}{\partial y} = -i\left[\frac{\partial}{\partial z}(m_x+im_y) - \frac{\partial}{\partial \bar z}(m_x-im_y)\right] = -2i\left[\frac{\partial}{\partial z}\frac{f}{1+f\bar f} - \frac{\partial}{\partial \bar z}\frac{\bar f}{1+f\bar f}\right] =$$

$$= -2i\left[\frac{\partial f/\partial z(1+f\bar f) - s\bar f\,\partial f/\partial z}{(1+f\bar f)^2} - \frac{\partial\bar f/\partial\bar z(1+f\bar f) - \bar f f\,\partial\bar f/\partial\bar z}{(1+f\bar f)^2}\right] = -\frac{2i}{(1+f\bar f)^2}\left[\frac{\partial f}{\partial z} - \frac{\partial\bar f}{\partial\bar z}\right]$$

$$\frac{\partial f}{\partial z} = i\frac{\Phi}{c}\left[1-2\bar s z\right],\quad \bar f(i) = -i\frac{\Phi}{c}\left[\bar z - (\bar s + s\bar z^2)\right],\quad \frac{\partial\bar f}{\partial\bar z} = -i\frac{\Phi}{c}\left[1 - 2s\bar z\right]$$

$$\frac{\partial m_y}{\partial x} - \frac{\partial m_x}{\partial y} = \frac{-2i}{(1+f\bar f)^2}\left[(1-2\bar s z) + (1-2s\bar z)\right]i\frac{\Phi}{c} = \frac{\Phi}{c}\frac{4}{(1+f\bar f)^2}\left[1 - \bar s z - s\bar z\right]$$

с точн. до s_d^2.

Вывод: учет $W_D = D(\vec m\cdot\mathrm{rot}\,\vec m)$-члена дает члены лин. по s_d в $W(\vec s)$ of shifted vortex. $W_D(\vec s) = a_x s_x + a_y s_y + O(s_d^2)$. Т.е. DMI вклад. и/приближении двойной (!) как эф. маг. поле in-plane, и действ. на V.core. The in-plane field имеет смещает equil. core position, и в лин. приближении не влияет на гасовку Vortex-TM. $W_D \sim p\Phi$.

$$m_x\frac{\partial m_z}{\partial y} - m_y\frac{\partial m_z}{\partial x} = i\left[m_+\frac{\partial m_z}{\partial z} - m_-\frac{\partial m_z}{\partial\bar z}\right] = -2\,\mathrm{Im}\left(m_+\frac{\partial m_z}{\partial z}\right),\quad m_\pm = m_x \pm im_y$$

$$\left(\frac{\partial m_y}{\partial x} - \frac{\partial m_x}{\partial y}\right)m_z = -im_z\left[\frac{\partial m_+}{\partial z} - \frac{\partial m_-}{\partial\bar z}\right] = 2m_z\,\mathrm{Im}\left(\frac{\partial m_+}{\partial z}\right)$$

$$\vec m\cdot\mathrm{rot}\,\vec m = i\left[m_+\frac{\partial m_z}{\partial z} - m_-\frac{\partial m_z}{\partial\bar z}\right] - im_z\left[\frac{\partial m_+}{\partial z} - \frac{\partial m_-}{\partial\bar z}\right] = -2\,\mathrm{Im}\left(m_+\frac{\partial m_z}{\partial z}\right) + 2m_z\,\mathrm{Im}\left(\frac{\partial m_+}{\partial z}\right)$$

$$\mathrm{Im}\left(m_+\frac{\partial m_z}{\partial z}\right) = \mathrm{Im}\left\{\frac{2f}{1+f\bar f}\cdot(-2)\,\frac{\bar f\,\partial f/\partial z}{(1+f\bar f)^2}\right\} = \frac{(-4)f\bar f}{(1+f\bar f)^3}\mathrm{Im}\,(\partial f/\partial z),\quad \mathrm{Im}\left(\frac{\partial m_z}{\partial z}\right) \Rightarrow$$

$$\frac{\partial m_+}{\partial z} = 2\frac{\partial}{\partial z}\frac{f}{1+f\bar f} = 2\frac{1}{(1+f\bar f)^2}\left[\frac{\partial f}{\partial z}(1+f\bar f) - f\bar f\frac{\partial f}{\partial z}\right] = 2\frac{1}{(1+f\bar f)^2}\frac{\partial f}{\partial z}$$ сн. пов. пер.

Escaneado con CamScanner