$$\frac{\delta^2 F}{\delta M \delta A_i}\left[A_i - A_i^0\right] = \left|A_i^0 = f(M)\right| =$$

$$= \frac{\delta^2 F}{\delta M \delta A_i}\frac{\partial A_i}{\partial t}(-\tau_i) = \frac{\delta^2 F}{\delta M \delta A_i}\frac{\delta A_i}{\delta M_j}\frac{\partial M_j}{\partial t}(-\tau_i) =$$

$$= (-\tau_i)\frac{\delta^2 F}{\delta \vec{M}\,\delta A_i}\frac{\delta A_i}{\delta \vec{M}}\frac{\partial \vec{M}}{\partial t}$$

$$\eta_{ij} = \tau_k \frac{\partial^2 F}{\partial M_i \delta A_k}\frac{\delta A_k}{\delta M_j}$$

Seagate Business Diary

May – Sept. 2002

FePt particle with twin

of spherical particles with twin (FePt)

мои формулы для $\langle M_z\rangle_{\theta_H,\varphi_H}$ для

и сильного обмена между частями twin-particle.

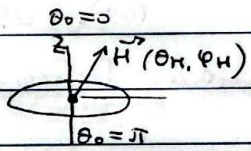
о - 21/II, 29/III, 7/IV и 1/V)

$$z(\theta_H,\varphi_H) = \lim_{H\to 0}\frac{\vec{M}_0\cdot\vec{H}}{H} = \vec{M}_0\cdot\vec{n}_H$$

$$\frac{M_z(\theta_H,\varphi_H)}{M_0} = \cos\theta_0\cos\theta_H + \cos(\varphi_0-\varphi_H)\sin\theta_0\sin\theta_H \quad \text{и} \quad \langle M_z\rangle_{\theta_H\varphi_H} = \frac{1}{4\pi}\int_0^{\pi} d\theta_H \sin\theta_H \int_0^{2\pi} d\varphi_H \cdot M_z(\theta_H\varphi_H)$$

а) M_0 – модуль намагн. частицы, $M_0 = M_s$ для single-domain (uniform) particle, но вообще $M_0 \neq M_s$

в) θ_0, φ_0 – равновесные углы $\vec{M}_0$ при $\vec{H}=0$, их может быть несколько, это надо учитывать при $\int_0^{\pi} d\theta_H \int_0^{2\pi} d\varphi_H (\dots)$.



Для uniaxial anisotropy и uniform particle:

выберем Oz ∥ ОЛН (ось анизотропии), тогда для ОЛН(ПЛН) с осью $\theta_0 = 0, \pi$

$\varphi_0 = \varphi_H$ в силу axial симметрии и $\frac{1}{M_s}M_z = \cos(\theta_0 - \theta_H)$

$$\frac{1}{M_s}\langle M_z(\theta_H\varphi_H)\rangle = \frac{1}{4\pi}\int_0^{\pi} d\theta_H \sin\theta_H \int_0^{2\pi} d\varphi_H \left[\cos\theta_0\cos\theta_H + \sin\theta_0\sin\theta_H\right]$$

• 1) ОЛН, $\theta_0 = 0, \pi$. $\theta_0 = 0$, $\theta_H < \pi/2$; $\theta_0 = \pi$ при $\theta_H > \pi/2$, т.е. $\cos\theta_0 = \mathrm{sign}(\cos\theta_H)$

$$\frac{1}{M_s}\langle M_z\rangle = \frac{1}{2}\int_0^{\pi} d\theta_H \sin\theta_H \,\mathrm{sign}(\cos\theta_H)\cos\theta_H = \frac{1}{2}\int_0^{\pi} d\theta_H \sin\theta_H |\cos\theta_H| =$$

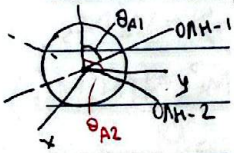
$$= \int_0^{\pi/2} d\theta_H \sin\theta_H \cos\theta_H = \int_0^{\pi/2} d(\sin\theta_H)\sin\theta_H = \frac{1}{2}\sin^2\theta_H\Big|_0^{\pi/2} = 1/2$$

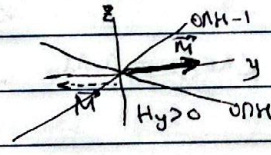
• 2) ПЛН, $\theta_0 = \pi/2$ $\frac{1}{M_s}\langle M_z\rangle_{\theta_H\varphi_H} = \frac{1}{2}\int_0^{\pi} d\theta_H \sin^2\theta_H = \frac{1}{2}\frac{1}{2}\pi = \frac{\pi}{4}$

Общая формула M_z twin-particle (частицы из двух частей с разными ОЛН) была записана 1/V. $\vec{M}_1(\theta_1,\varphi_1)$, $\vec{M}_2(\theta_2,\varphi_2)$, $\vec{M}_0 = \frac{1}{2}(\vec{M}_1+\vec{M}_2) = v_1\vec{M}_1 + v_2\vec{M}_2$

→ • (I) Предел сильного обмена между $\vec{M}_1$ и $\vec{M}_2$: $\theta_1 = \theta_2$, $\varphi_1 = \varphi_2$

$M_z(\theta_H,\varphi_H) = \vec{M}_0\cdot\vec{n}_H = \cos\theta_1\cos\theta_H + \cos(\varphi_1-\varphi_H)\sin\theta_1\sin\theta_H$





θ_{A1}, θ_{A2} – углы ОЛН-1, 2. Для определенности $\theta_{A1} > \frac{\pi}{4}$

→ Равновес. углы без поля: $\theta_1 = \theta_2 = \frac{\pi}{2}$, $\varphi_1 = \varphi_2 = \pm\frac{\pi}{2}$

В поле $|\vec{H}| \to 0$ $\varphi_1 = \frac{\pi}{2}\mathrm{sign}(H_y) = \mathrm{sign}(\sin\varphi_H)\cdot\frac{\pi}{2}$

Sign $H_{z,x}$ на выбор $\varphi_1 = \pi/2$ или $\varphi_1 = -\pi/2$ не влияет.

$$\cos(\varphi_1 - \varphi_H) = \cos\varphi_1\cos\varphi_H + \sin\varphi_1\sin\varphi_H = \sin\left(\mathrm{sign}(\sin\varphi_H)\frac{\pi}{2}\right)\sin\varphi_H = |\sin\varphi_H|$$

Escaneado con CamScanner

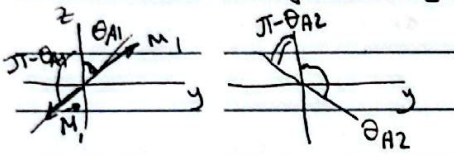
Тогда $M_z(\theta_H \varphi_H) = |\sin\varphi_H| \sin\theta_H \cdot M_s$

$$\langle M_z\rangle_{\theta_H\varphi_H} = \frac{1}{4\pi}\int_0^{\pi} d\theta_H \sin\theta_H \int_0^{2\pi} d\varphi_H |\sin\varphi_H| \sin\theta_H = \frac{1}{2\pi}\int_0^{\pi} d\theta_H \sin^2\theta_H \int_0^{\pi} d\varphi_H \sin\varphi_H = \frac{1}{2\pi}\frac{\pi}{2}2 = \frac{1}{2}$$

$\frac{1}{M_s}\langle M_z\rangle = 1/2$ в пределе сильного обмена р. Гаскей, Согласно 29/III.

• II Пределы слабого обмена между гассями twin-particle $\vec{M}_1, \vec{M}_2$ || лог. осям анизотропии, ОЛН-1, ОЛН-2 если магнитостатики нет. Для определенности пусть $\theta_{A1} > \pi/4$. $\left(\frac{\pi}{4} < \theta_{A1} < \frac{\pi}{2}\right)$ $\left(\frac{\pi}{2} < \theta_{A2} < \frac{3\pi}{4}\right)$

Равновес. углы без поля: $\theta_1 = \theta_{A1}$; $\theta_1 = \pi - \theta_{A1}$; $\theta_2 = \theta_{A2}$; $\theta_2 = \pi - \theta_{A2}$
$\varphi_1 = \pi/2$ $\varphi_1 = -\pi/2$ $\varphi_2 = \pi/2$ $\varphi_2 = -\pi/2$, $\theta_{A2} = \pi - \theta_{A1}$



Всего 4-е вырожден. состояния $\vec{M}_1, \vec{M}_2$ – см. Fig. 1/V

$$\cos\theta_1 + \cos\theta_2 = \left|\begin{matrix}\text{не}=0\\ \text{для конфиг. (2),(3)}\end{matrix}\right| = 2\cos\theta_{A1}\,\mathrm{sign}(H_z),$$ но и/или

$$\text{этом } \left[\cos(\varphi_1-\varphi_H)\sin\theta_1 + \cos(\varphi_2-\varphi_H)\sin\theta_2\right] = 0$$

$$\left[\cos(\varphi_1-\varphi_H)\sin\theta_1 + \cos(\varphi_2-\varphi_H)\sin\theta_2\right] = \sin\varphi_H \cdot 2\sin\theta_{A1}\,\mathrm{sign}(H_y)$$ – для (1),(4) конфиг.,

и $[\dots] = 0$ для (2),(3)-конфигураций.

(2),(3)-конфиг. $\cos\theta_1 + \cos\theta_2 = 2\cos\theta_{A1}\,\mathrm{sign}(\cos\theta_H)$

(1),(4) конфиг. $\left[\cos(\varphi_1-\varphi_H)\sin\theta_1 + \cos(\varphi_2-\varphi_H)\sin\theta_2\right] = 2\sin\theta_{A1}\sin\varphi_H\,\mathrm{sign}(\sin\varphi_H) =$
$= 2\sin\theta_{A1}|\sin\varphi_H|$

$$\frac{1}{M_s}\langle M_z\rangle = \frac{1}{4\pi}\int_0^{\pi} d\theta_H \sin\theta_H \int_0^{2\pi} d\varphi_H \left[\underbrace{\cos\theta_{A1}\,\mathrm{sign}(\cos\theta_H)\cos\theta_H}_{(2)(3)} + \underbrace{\sin\theta_{A1}|\sin\varphi_H|\sin\theta_H}_{\text{или } (1)(4)}\right]$$

(2)(3) $\frac{1}{M_s}\langle M_z\rangle = \frac{1}{2}\int_0^{\pi} d\theta_H \sin\theta_H |\cos\theta_H| \cos\theta_{A1} = \frac{2}{2}\cos\theta_{A1}\int_0^{\pi/2} d\theta_H \sin\theta_H \cos\theta_H = \frac{1}{2}\cos\theta_{A1}$

(1)(4) $\frac{1}{M_s}\langle M_z\rangle = \frac{1}{4\pi}\sin\theta_{A1}\int_0^{\pi} d\theta_H \sin^2\theta_H \int_0^{2\pi} d\varphi_H |\sin\varphi_H| = \frac{1}{2}\sin\theta_{A1}$

Т.е. без магнитостатики: $\langle M_z\rangle = \frac{1}{2}M_0$ $M_0 = M_s\begin{Bmatrix}\sin\theta_{A1}\\ \cos\theta_{A1}\end{Bmatrix}$ как 1/V

Выбор M_0 – условен, для $\theta_{A1} > \pi/4$, пределы слаб. обмена гассеитвин можно взять $M_0 = M_s\sin\theta_{A1}$

и $\frac{1}{M_s}\langle M_z\rangle = \frac{1}{2}\sin\theta_{A1}$. Видно $\theta_{A1} = \pi/2$ соотв. ||ОЛН и $\langle M_z\rangle = 1/2\,M_s$.

Без магнитостатики, мин-ка требует M_0 поменьше.

Т.е. quasi-ОЛН для $\vec{M}_0$ если $\begin{cases}\theta_0 = \pi/2\\ \varphi_0 = \pm\pi/2\end{cases}$ и $\langle M_z\rangle = \frac{1}{2}M_0$. $\vec{M}_0 = \frac{1}{2}(\vec{M}_1 + \vec{M}_2)$

Если магнитостатику включить, то

$$W = \frac{1}{2}K\cos^2\gamma_1 + \frac{1}{2}K\cos^2\gamma_2 + \frac{\pi}{2}M_s^2(\cos\theta_1 - \cos\theta_2)^2 + \frac{2\pi}{3}\vec{M}_0^2,\quad K < 0{,}15/\pi$$

Escaneado con CamScanner

Seagate
Business Diary
Date Notes

$$\frac{1}{M_s} M_{oz} = \frac{1}{2}\cos\theta_1 + \frac{1}{2}\cos\theta_2 = \frac{1}{2} M_{z1} + \frac{1}{2} M_{z2}$$

$$\frac{1}{M_s} M_{ox} = \frac{1}{2}\sin\theta_1\cos\varphi_1 + \frac{1}{2}\sin\theta_2\cos\varphi_2, \quad \frac{1}{M_s} M_{oy} = \frac{1}{2}\sin\theta_1\sin\varphi_1 + \frac{1}{2}\sin\theta_2\sin\varphi_2$$

Найдем равновесные углы (θ_1,φ_1), $(\theta_2\varphi_2)$ без поля.

→ По определению ОЛН-1 $(\theta_{A1}\varphi_{A1})$, ОЛН-2 $(\theta_{A2}, \varphi_{A2})$, $\varphi_{A1} = \varphi_{A2} = \pi/2$, $\theta_{A2} = \pi - \theta_{A1}$

$$\cos\gamma_1 = \cos(M_1 \hat{\ } \text{ОЛН-1}) = \cos\theta_1\cos\theta_{A1} + \cos(\varphi_1 - \varphi_{A1})\sin\theta_1\sin\theta_{A1}$$

$$W_m = \frac{\pi}{2}(M_{z1} - M_{z2})^2 + \frac{2\pi}{3}\left[\frac{1}{4}(M_{z1} + M_{z2})^2 + M_{ox}^2 + M_{oy}^2\right]$$

$$\frac{4}{M_s^2}(M_{ox}^2 + M_{oy}^2) = \sin^2\theta_1\cos^2\varphi_1 + \sin^2\theta_2\cos^2\varphi_2 + 2\sin\theta_1\sin\theta_2\cos\varphi_1\cos\varphi_2 +$$
$$+ \sin^2\theta_1\sin^2\varphi_1 + \sin^2\theta_2\sin^2\varphi_2 + 2\sin\theta_1\sin\theta_2\sin\varphi_1\sin\varphi_2 =$$
$$= \sin^2\theta_1 + \sin^2\theta_2 + 2\sin\theta_1\sin\theta_2\cos(\varphi_1 - \varphi_2)$$

Из W_A члены зависящ. от φ_1, φ_2:

$$W_A = \frac{K}{2}\left[\sin^2\theta_1\sin^2\theta_{A1}\cos^2(\varphi_1 - \varphi_{A1}) + 2\sin\theta_1\cos\theta_1\cos\theta_{A1}\sin\theta_{A1}\cos(\varphi_1 - \varphi_{A1}) + \right.$$
$$\left. + \sin^2\theta_2\sin^2\theta_{A2}\cos^2(\varphi_2 - \varphi_{A2}) + 2\sin\theta_2\cos\theta_2\sin\theta_{A2}\cos\theta_{A2}\cos(\varphi_2 - \varphi_{A2})\right]$$
$$= \frac{K}{2}\left[\sin^2\theta_1\cos^2(\varphi_1 - \varphi_{A1}) + \sin^2\theta_2\cos^2(\varphi_2 - \varphi_{A2})\right]$$

$$W(\theta_1\varphi_1\theta_2\varphi_2) = (\text{члены не зависящ. от } \varphi_1, \varphi_2) - \frac{|K|}{2}\left[\sin^2\theta_1\cos^2(\varphi_1 - \varphi_{A1}) + \sin^2\theta_2\cos^2(\varphi_2 - \varphi_{A2})\right] +$$
$$+ \frac{2\pi}{3}\frac{M_s^2}{2}\sin\theta_1\sin\theta_2\cos(\varphi_1 - \varphi_2)$$

Если $\sin\theta_1\sin\theta_2 < 0$, ②③ то min W соответ. $\varphi_1 = \varphi_2 = \pm\frac{\pi}{2}$,

Если $\sin\theta_1\sin\theta_2 > 0$, ①④ но $|K|$ доминирует, то $\varphi_1 - \varphi_2 = \pi$, $\begin{cases}\varphi_1 = \pi/2, \varphi_2 = -\pi/2\\ \varphi_1 = -\pi/2, \varphi_2 = \pi/2\end{cases}$ — нет

$$W(\varphi_1\varphi_2;\theta_1\theta_2) = (\ldots) - \frac{1}{2}|K|\left[\sin^2\theta_1\sin^2\varphi_1 + \sin^2\theta_2\sin^2\varphi_2\right] + \frac{2\pi}{3}\frac{M_s^2}{2}\sin\theta_1\sin\theta_2\cos(\varphi_1 - \varphi_2)$$

По определению полярных углов $\theta_{1,2} \in [0, \pi]$ и $\sin\theta_{1,2} > 0$.

Т.е. $[\ldots]$ дает $\varphi_1 = \pm\frac{\pi}{2}$, $\varphi_2 = \pm\frac{\pi}{2}$, а послед. м. член требует $\varphi_1 - \varphi_2 = \pm\pi$,

т.е. отдает предпочтение ② и ③ конкурирующим от $1/\bar{\nu}$.

В любом случае $M_{oz} = \frac{M_s}{2}[\cos\theta_1 + \cos\theta_2]$, $M_{ox} = 0$, $M_{oy} = \frac{M_s}{2}[\sin\theta_1\sin\varphi_1 + \sin\theta_2\sin\varphi_2]$

т.е. $\vec{M}_o$ в плоск. yOz. В W_A неточность, $\theta_{A1} \neq \pi/2$, $\theta_{A2} \neq \pi/2$ в общем случае.

Надо: $W_A = -\frac{|K|}{2}\left[\sin^2\theta_{A1}\left\{\sin^2\theta_1\sin^2\varphi_1 + \sin^2\theta_2\sin^2\varphi_2\right\} + \sin 2\theta_{A1}\left\{\sin\theta_1\cos\theta_1\sin\varphi_1 - \sin\theta_2\cos\theta_2\sin\varphi_2\right\}\right]$

Min — Все равно $\varphi_1 = \pm\pi/2$ $\varphi_2 = \pm\pi/2$. $\sin 2\theta_{A1} = -\sin 2\theta_{A2}$, $\sin 2\theta_{A2} > 0$

Escaneado con CamScanner

Seagate
Business Diary
Date Notes

Min $\varphi_1=\pm\frac{\pi}{2}$, $\varphi_2=\pm\frac{\pi}{2}$ и $\cos(\varphi_1-\varphi_2)=-1$, $\varphi_1-\varphi_2=\pm\pi$

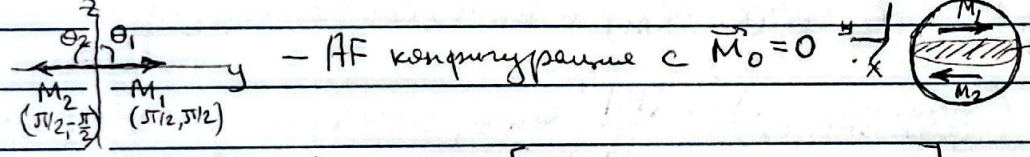
Min несколько: а) $\varphi_1=\pi/2, \varphi_2=-\pi/2$; б) $\varphi_1=-\pi/2$; $\varphi_2=\pi/2$

$$W_m=\frac{\pi}{2}M_s^2(\cos\theta_1-\cos\theta_2)^2+\frac{2\pi}{3}\frac{1}{4}M_s^2(\cos\theta_1+\cos\theta_2)^2+$$
$$+\frac{2\pi}{3}\frac{M_s^2}{4}\left[\sin^2\theta_1+\sin^2\theta_2-2\sin\theta_1\sin\theta_2\right]$$ после минимиз по $\varphi_{1,2}$.

$$W_m(\theta_1,\theta_2)=\frac{\pi}{2}M_s^2(\cos\theta_1-\cos\theta_2)^2+\frac{2\pi}{3}\frac{M_s^2}{4}\left[(\cos\theta_1+\cos\theta_2)^2+(\sin\theta_1-\sin\theta_2)^2\right]=$$
$$=\frac{\pi}{2}M_s^2(-)^2+\frac{2\pi}{3}\frac{M_s^2}{4}\left[2\cos\theta_1\cos\theta_2-2\sin\theta_1\sin\theta_2\right]+C=$$
$$=\frac{\pi}{2}M_s^2(\cos\theta_1-\cos\theta_2)^2+\frac{\pi}{3}M_s^2\cos(\theta_1+\theta_2)+C$$

$$W_A(\theta_1,\theta_2)=-\frac{1}{2}|K|\left[\sin^2\theta_{A1}(\sin^2\theta_1+\sin^2\theta_2)+\text{к.}\right]=\left|\begin{matrix}\varphi_1=\frac{\pi}{2}\\ \varphi_2=-\pi/2\end{matrix}\right|=$$
$$=-\frac{1}{2}|K|\left[\cos^2(\theta_1-\theta_{A1})+\cos^2(\theta_2+\theta_{A2})\right]=\left|\theta_{A2}=\pi-\theta_{A1}\right|=$$
$$=-\frac{1}{2}|K|\left[\cos^2(\theta_1-\theta_{A1})+\cos^2(\theta_2-\theta_{A1})\right]$$

Если рассм. одну W_m, то она min при $\theta_1=\pi/2$, $\theta_2=\pi/2$ и $\begin{cases}\varphi_1=\pi/2,\varphi_2=-\pi/2\\ \text{или } \varphi_1=-\varphi_2=-\pi/2\end{cases}$



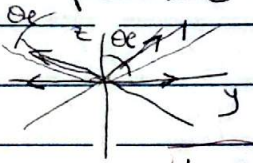
– AF конфигурация с $\vec{M}_0=0$

$$W=W_A+W_m=-\frac{1}{2}|K|\left[\cos^2(\theta_1-\theta_{A1})+\cos^2(\theta_2-\theta_{A1})\right]+\frac{\pi}{2}M_s^2(\cos\theta_1-\cos\theta_2)^2+$$
$$+\frac{\pi}{3}M_s^2\cos(\theta_1+\theta_2)$$

$$\frac{\partial W}{\partial\theta_1}=\frac{1}{2}|K|\sin2(\theta_1-\theta_{A1})+\frac{\pi}{2}M_s^2(\cos\theta_1-\cos\theta_2)2(-1)\sin\theta_1-\frac{\pi}{3}M_s^2\sin(\theta_1+\theta_2)=0$$

$$\frac{\partial W}{\partial\theta_1}=\frac{1}{2}|K|\sin2(\theta_2-\theta_{A1})+\frac{\pi}{2}M_s^2(\cos\theta_1-\cos\theta_2)2\sin\theta_2-\frac{\pi}{3}M_s^2\sin(\theta_1+\theta_2)=0$$

Решение $\theta_1=\theta_2=\theta_e$: $\frac{1}{2}|K|\sin2(\theta_e-\theta_{A1})-\frac{\pi}{3}M_s^2\sin2\theta_e=0$

(2) 

$\varphi_1=\pi/2;\varphi_2=-\pi/2$. $|K|\left[\sin2\theta_e\cos2\theta_{A1}-\cos2\theta_e\sin2\theta_{A1}\right]-K_M\sin2\theta_e=0$

$$\sin2\theta_e\left[|K|\cos2\theta_{A1}-K_M\right]-|K|\sin2\theta_{A1}\cos2\theta_e=0$$

$$\operatorname{tg}2\theta_e=\frac{|K|\sin2\theta_{A1}}{|K|\cos2\theta_{A1}-K_M},\quad \theta_e>\theta_{A1},\quad K_M=\frac{2\pi}{3}M_s^2 \text{ здесь.}$$

$$W(\theta_e)=-|K|\cos^2(\theta_e-\theta_{A1})+\frac{\pi}{3}M_s^2\cos2\theta_e,\quad \text{угол } \frac{\pi}{4}<\theta_e<\frac{\pi}{2}$$

$$W(\theta)_{\theta_1=\theta_2=\theta}=-|K|\cos^2(\theta-\theta_{A1})+\frac{K_M}{2}\cos2\theta=-|K_{ef}|\cos^2(\theta-\theta_{Aef})$$

$$|K_{ef}|=\sqrt{(|K|\cos2\theta_{A1}-K_M)^2+K^2\sin^2\theta_{A1}}$$ как $2\pi/\pi$, но K_M – другое.

Escaneado con CamScanner

Seagate
Business Diary

Date 3/V Notes

Магнитостатика выбирает ②-③ конфигурации, снимая вырождение

Получим эф. ОЛН анизотропию. Min W при $\theta = \theta_e = \theta_{Aef}$. ≡

Точнее $\theta_1 = \theta_e, \varphi_1 = \pi/2$; $\theta_2 = \theta_e, \varphi_2 = -\pi/2$ – конфиг. ② от 1/V

Поэтому в расчете от 2/V для ②-③ можем просто $\theta_{A1} \to \theta_{Aef}$ в $\langle M_z \rangle$. Получим $\frac{1}{M_s}\langle M_z \rangle = \frac{1}{2}\cos\theta_{Aef} = \frac{1}{2}\cos\theta_e$ – предел слабого обмена

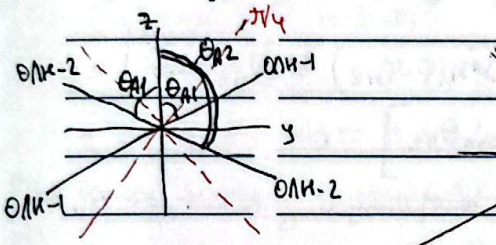
Для twin $\langle M_z \rangle = \frac{1}{2} M_0$, $M_0 = M_s \cos\theta_{A1}$ или $M_0 = M_s \cos\theta_e$ для $\theta_e = 0$

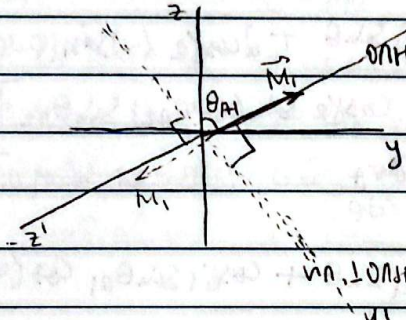
→ Проверим расчет $\langle M_z \rangle$ для предела слабого обмена от 2/V. При учете магнитостатики

Магнитостатику не учитываем.

При вращении поля $\vec{H}\ (\theta_H, \varphi_H)$ $|\vec{H}| \to 0$ реализуется одно из вырожден. состояний ①②③④ от 1/V.

$$\vec{M}_0 \cdot \vec{n}_H = \frac{1}{2}\left[\vec{M}_1 \cdot \vec{n}_H + \vec{M}_2 \cdot \vec{n}_H\right] = \frac{M_s}{2}\left[\cos\theta_1 + \cos\theta_2\right]\cos\theta_H + \frac{M_s}{2}\left[\cos(\varphi_1 - \varphi_H)\sin\theta_1 + \cos(\varphi_1 - \varphi_H)\sin\theta_2\right]\sin\theta_H$$





$H_{z'} = H_z \cos\theta_{A1} + H_y \sin\theta_{A1}$

$\vec{M}_1 \uparrow\uparrow Oz'$ при $H_{z'} > 0$

$\vec{M}_1$ вдоль $-Oz'$ ($M_{z'} < 0$) при $H_{z'} < 0$

Крит. линия перемагничивания с $M_{z'} > 0$ на $M_{z'} < 0$ есть $H_{z'} = 0$

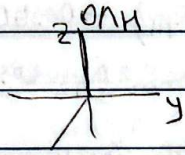
$H_y = \sin\theta_H \sin\varphi_H$

$H_z = \cos\theta_H$

$$H_{z'} = H\left[\cos\theta_H \cos\theta_{A1} + \sin\theta_H \sin\varphi_H \sin\theta_{A1}\right] = 0$$

Легче разрешить отн. φ_H: $\sin\varphi_H^c = -\operatorname{ctg}\theta_H \operatorname{ctg}\theta_{A1}$

Для проекции ОЛН ⊥ Oz



$M_z = \vec{M}_0 \cdot \frac{\vec{H}}{H}$, $\vec{M}_0 = \vec{M}(\vec{H} \to 0)$ – равновесие при $\vec{H} = 0$.

$M_z = \frac{1}{H} M_{0z} H_z$, $M_{0z} = \begin{cases} +M_s, H_z > 0 \\ -M_s, H_z < 0 \end{cases}$

$\langle M_z \rangle = \int d^2\vec{H}\, M_z$ по сфере $H = \text{const}$ $\quad \frac{\vec{M}_1 \cdot \vec{n}_H}{M_s} = \cos\theta_1 \cos\theta_H + \cos(\varphi_1 - \varphi_H)\sin\theta_1 \sin\theta_H$

$\varphi_1 = \pm\pi/2$ в силу ОЛН ∈ zOy. Для $M_{z'} > 0, H_{z'} > 0$ будет $\varphi_1 = \pi/2$ и $\theta_1 = \theta_{A1}$.

$$\langle M_z \rangle = \frac{1}{2\pi}\int d\theta_H \sin\theta_H \int_{M_{z'}>0} d\varphi_H M_z(\theta_H, \varphi_H) =$$

$$= \frac{M_s}{2\pi}\int d\theta_H \sin\theta_H \int_{M_{z'}>0} d\varphi_H \left[\cos\theta_{A1}\cos\theta_H + \sin\varphi_H \sin\theta_{A1}\sin\theta_H\right]$$

Проекция: $M_z^y = \frac{1}{2} M_{z1}^y + \frac{1}{2} M_{z2}^y$

$M_{zj}^y = \frac{1}{2} M_s \sin\theta_{Aj}$,

$M_z^y = \frac{1}{2} M_s \sin\theta_{A1}$.

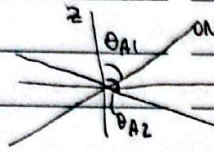
Интегрирование по области $H_{z'} > 0$ произведено и вернемся к результату 2/V: $\langle M_z \rangle = \frac{1}{2} M_0$, $M_0 = M_s \sin\theta_{A1}$ или $M_0 = M_s \cos\theta_{A1}$ – quasi-ОЛН случай для $\vec{M}_0$.

Escaneado con CamScanner

Seagate
Business Diary

Date 4/V Notes Сильный обмен. Проверка

→ Случай сильного обмена полевыми twin. Проверка.



Направление ОЛН-1: $\theta_{A1}, \varphi_{A1} = \pi/2$ или $\pi - \theta_{A1}, \varphi_{A1} = -\pi/2$

Направление ОЛН-2: $\theta_{A2} = \pi - \theta_{A1}, \varphi_{A2} = \pi/2$ или $\theta_{A1}, \varphi_{A2} = -\pi/2$

$$W_A = -\frac{|K|}{2}\cos^2\gamma_1 - \frac{|K|}{2}\cos^2\gamma_2$$

$$\begin{cases} \cos\gamma_1 = \cos(\vec{M}\,\hat{}\,\text{ОЛН-1}) = \cos\theta\cos\theta_{A1} + \cos(\varphi-\varphi_{A1})\sin\theta_{A1}\sin\theta \\ \cos\gamma_2 = \cos(\vec{M}\,\hat{}\,\text{ОЛН-1}) = \cos\theta\cos\theta_{A2} + \cos(\varphi-\varphi_{A2})\sin\theta_{A2}\sin\theta \end{cases}$$

$$W_A = -\frac{|K|}{2}\Big[\cos^2\theta\cos^2\theta_{A1} + \cos^2(\varphi-\varphi_{A1})\sin^2\theta_{A1}\sin^2\theta + 2\cos(\varphi-\varphi_{A1})\sin\theta_{A1}\sin\theta\cos\theta_{A1}\cos\theta +$$
$$+\cos^2\theta\cos^2\theta_{A2} + \cos^2(\varphi-\varphi_{A2})\sin^2\theta_{A2}\sin^2\theta + 2\cos(\varphi-\varphi_{A2})\sin\theta_{A2}\cos\theta_{A2}\sin\theta\cos\theta\Big] =$$

$$= \left| \begin{array}{l} \cos^2\theta_{A2} = \cos^2\theta_{A1}, \quad \sin 2\theta_{A2} = \pm\sin 2\theta_{A1} \\ \sin^2\theta_{A2} = \sin^2\theta_{A1} \quad \cos^2(\varphi-\varphi_{A1,2}) = \sin^2\varphi \end{array} \right|$$

$$\frac{\partial W_A}{\partial\varphi} = -\frac{|K|}{2}\Big[2\cos\gamma_1(-\sin(\varphi-\varphi_{A1}))\sin\theta_{A1}\sin\theta + 2\cos\gamma_2(-1)\sin(\varphi-\varphi_{A2})\sin\theta_{A2}\sin\theta\Big] =$$

$$= |K|\sin\theta\Big[\cos\gamma_1\sin(\varphi-\varphi_{A1})\sin\theta_{A1} + \cos\gamma_2\sin(\varphi-\varphi_{A2})\sin\theta_{A2}\Big] = 0$$

Видно, что $\varphi_0 = \pm\pi/2$ удовл. $\frac{\partial W_A}{\partial\varphi} = 0$. Вторая экстремум зависит от θ.

$$\frac{\partial^2 W_A}{\partial\varphi^2} = |K|\sin\theta\Big[-\sin^2(\varphi-\varphi_{A1})\sin^2\theta_{A1}\sin\theta + \cos\gamma_1\sin\theta_{A1}\cos(\varphi-\varphi_{A1}) -$$
$$-\sin^2(\varphi-\varphi_{A2})\sin^2\theta_{A2}\sin\theta + \cos\gamma_2\sin\theta_{A2}\cos(\varphi-\varphi_{A2})\Big]$$

$$\left(\frac{\partial^2 W_A}{\partial\varphi^2}\right)_{\varphi=\pm\pi/2} = |K|\sin\theta\Big[\cos\gamma_1\sin\theta_{A1}\cos(\varphi-\varphi_{A1}) + \cos\gamma_2\sin\theta_{A2}\cos(\varphi-\varphi_{A2})\Big] =$$

$$= |K|\sin\theta\Big[\cos\theta\cos\theta_{A1}\sin\theta_{A1}\cos(\varphi-\varphi_{A1}) + \cos\theta\cos\theta_{A2}\sin\theta_{A2}\cos(\varphi-\varphi_{A2}) +$$
$$+\sin\theta\sin^2\theta_{A1}\underbrace{\cos^2(\varphi-\varphi_{A1})}_{1} + \sin\theta\sin^2\theta_{A2}\cos^2(\varphi-\varphi_{A2})\Big] =$$

$$= |K|\sin\theta\Big[2\sin^2\theta_{A1}\sin\theta + \frac{1}{2}\cos\theta\Big\{\sin 2\theta_{A1}\cos(\varphi-\varphi_{A1}) + \sin 2\theta_{A2}\cos(\varphi-\varphi_{A2})\Big\}\Big]$$

$$S''_\varphi = \left(\frac{\partial^2 W_A}{\partial\varphi^2}\right)_{\varphi=\pi/2} = |K|\sin\theta\Big[2\sin^2\theta_{A1}\sin\theta + \frac{1}{2}\cos\theta\Big\{\sin 2\theta_{A1}\sin\varphi_{A1} + \sin 2\theta_{A2}\sin\varphi_{A2}\Big\}\Big]$$

Для удобства (определенности) примем ОЛН-1: $\theta_{A1}, \varphi_{A1} = \pi/2$ и ОЛН-2: $\pi - \theta_{A1}$, $\varphi_{A2} = \pi/2$, а направление $\vec{M}$ может быть задано или антипарал. ОЛН.

Тогда $\left(\frac{\partial^2 W_A}{\partial\varphi^2}\right)_{\varphi=\pm\pi/2} = 2|K|\sin^2\theta\sin^2\theta_{A1} > 0$ (кроме вырожденного $\theta_1 = 0$) и

→ $\varphi_0 = \pm\frac{\pi}{2}$ соотв. $\min W(\theta, \varphi)$.

Вторая экстремум $\frac{\partial W_A}{\partial\varphi} = |K|\sin\theta\cos\varphi\sin\theta_{A1}\Big[\cos\gamma_1 + \cos\gamma_2\Big] = 0$

$$\Big[\cos\gamma_1 + \cos\gamma_2\Big] = \cos\theta(\cos\theta_{A1} + \underbrace{\cos\theta_{A2}}_{=0}) + \sin\theta\Big[\sin\theta_{A1}\sin\varphi + \sin\theta_{A2}\sin\varphi\Big] = 2\sin\theta\sin\theta_{A1}\sin\varphi = 0$$

Escaneado con CamScanner

тел.к. PIN: 01KGXPE14T2A8JLOTJQ6G3MJF1

Seagate

Business Diary

Date Notes

далее $\varphi = 0, \pm\pi$, $\left(\frac{\partial^2 W_A}{\partial \varphi^2}\right)_{\varphi=0,\pm\pi} = |K|\sin\theta\left[-2\sin^2\theta_{A1}\sin\theta\right] = -2|K|\sin^2\theta\sin^2\theta_{A1} < 0$,

т.е. решения $\varphi = 0, \pm\pi$ соответ. Max $W_A(\theta,\varphi)$.

$\cos(\varphi_0 - \varphi_{A1}) = \sin\varphi_0 = \pm 1$, $\cos(\varphi_0 - \varphi_{A2}) = \sin\varphi_0 = \pm 1$.

$$W_A(\theta,\varphi_0) = -\frac{|K|}{2}\left[2\cos^2\theta\cos^2\theta_{A1} + 2\sin^2\varphi_0\sin^2\theta_{A1}\sin^2\theta + 2\sin\varphi_0\sin\theta_{A1}\cos\theta_{A1}\sin\theta\cos\theta + 2\sin\varphi_0\sin\theta_{A2}\cos\theta_{A2}\sin\theta\cos\theta\right]$$

$$W_A(\theta,\varphi_0) = -|K|\left[\cos^2\theta\cos^2\theta_{A1} + \sin^2\theta_{A1}\sin^2\theta + \frac{1}{2}\sin\varphi_0\sin\theta\cos\theta(\sin 2\theta_{A1} + \sin 2\theta_{A2})\right] =$$

$$= \left|\theta_{2A} = \pi - \theta_{A1}\right| = -|K|\left[\cos 2\theta_{A1}\cdot\cos^2\theta + \sin^2\theta_{A1}\right] = C - |K|\cos 2\theta_{A1}\cdot\cos^2\theta$$

Отсюда $\frac{\pi}{4} \le \theta_{A1} \le \frac{\pi}{2}$, $\cos 2\theta_{A1} \le 0$ и $W_A(\theta,\varphi_0) = C + |K||\cos 2\theta_{A1}|\cdot\cos^2\theta$,

Откуда $\theta_0 = \pm\pi/2$, $\theta_0 > 0 \to \theta_0 = \pi/2$.

Равновесное упор $\vec{M}(\theta_0,\varphi_0)$ бездна: 1) $\theta_0 = \pi/2$, $\varphi_0 = \pi/2$; 2) $\theta_0 = \pi/2$, $\varphi_0 = -\pi/2$,

т.е. quasi-ОПН $\parallel$ Oy. Это совп. с 2/IV и 29/III — вывод: 2/IV верно.

Для сильного обмена Минимум. конфигурации всего две ⇄, тогда как для twin-particle в приближении слаб. обмена их было 4-е ($\vec{M}_1$, $\vec{M}_2$ вдоль локальных ОПН).

6/V Написание Abstract по EPt.

Написание proposal по SW вкладу (Of) в терм. шум ML головок. (Все с О. Мryasov). Дискуссия с Roy, Klemmer, Олег о Mz - twin EPt.

7/V - Отлет за 24/IV - 7/V. Семинар Добровинского по „Multiscale modeling"

-8/V (подходит для описания дефектов, центров nucleation на атомной и мезоскопич. шкале, когда короткие длины волн SW важны).

Дискуссия с ним о моих и его работах. Подготовка прозрачек для моего доклада на Theory-group seminar (обм. заст., SW-structures and vortex dynamics) и доклада с Олегом по SW-noise в heads.

Дискуссия с Ballentine (Alberta) по Kerr images of magn. dynamics.

→ Добровинский описал non-linear reversal mode в ∞-цилиндре (или конечном, но с $K_u \gg 2\pi M_s^2$) при $R > R_c$. $m(z,\rho) \sim \frac{1}{ch^2(z\sqrt{\varepsilon})} f(\rho)$, $\varepsilon = (1 - H/H_c)$, H_c – поле „curling" reversal Aharoni.

Расчет аналитический, использовано разложение по $\varepsilon \ll 1$.

Reversal точного цилиндра (uniform/uniform reversal-nucleation field) описывается как $m(z) \sim \frac{1}{ch^2(z\sqrt{\varepsilon})}$ и уже известно.

Escaneado con CamScanner

Seagate

Business Diary

Date | Notes

9/IV • Выступление на Seminar'e of Theory group:
1) outline of my research at Seagate and my publications
2) SW в stripes, boundary conditions;
3) Vortex dynamics, translational and radial modes

• Дискуссия на семинаре о способе описания SW шума в GMR heads: почему SW в реальной (rectangular, ML) важны и как можно использ. ab-initio parameters by Oles.

Дискуссия с Оксаной и Олегом о способах описания thermal fluctuations и о работах Сафонова.

Тема INTERMAG'02 paper by Bertram-Safonov „Thermal $\vec{M}$-noise..."

• Дискуссия с Олегом о том, что делать по „SW-noise" и проекту в первую очередь (Найти J-interlayer Fe/Cu/FeCo и записать $\omega(H,\vec{q})$ of double-layer film с углом J и магнитостатики, углом pining одного из слоев).

10/IV Нормальные моды SW в системе $m_n(\vec{r},t) \to m_n(\vec{r},\omega)$, n – номер моды, $n \to \vec{q}$ для плоских elements, слоев с толщиной $L \ll W$.

MW – намагниченность: $m(\vec{r},\omega) = \sum_n C_n(\omega)\, m_n(\vec{r})$

Флукт. voltage в head $\int dt \langle V(t)V(0)\rangle e^{i\omega t} \sim S_m(\omega)$ – маг.корреляц. функция, усредн. по объему элемента

$$S_m(\omega) = \int d^3\vec{r} \left\langle m(\vec{r},\omega)\, m^*(\vec{r},\omega)\right\rangle_T$$

$$S_m(\omega) = \int d^3\vec{r} \left\langle \sum_n C_n(\omega) m_n(\vec{r}) \sum_{n'} C^*_{n'}(\omega) m^*_{n'}(\vec{r})\right\rangle =$$

$$= \left\langle \sum_{nn'} C_n C^*_{n'} \int d^3r\, m_n(\vec{r})\, m^*_{n'}(\vec{r})\right\rangle = \left| \int d^3\vec{r}\, m_n m^*_{n'} = \delta_{nn'} \text{ для нормир. норм. мод} \right| =$$

$$= \left\langle \sum_n C_n C^*_{n'} \delta_{nn'}\right\rangle = \sum_n \langle |C_n(\omega)|^2\rangle$$ — какое здесь T-среднее?

В квантов. расчете $\langle \dots \rangle_T = \frac{1}{Z} Sp\left(e^{-\beta \mathcal{H}} \dots\right)$ и не надо искусственно вводить температуру в уравнения движения как флуктуирующее поле.

• Сравнение расчета SW в изолир. сфер (много аналитич.) с Оксаной и Лисенковым (recent PRB-paper). Дискуссия с Оксаной и Роу о недостатках и нерешен. вопросах „SW-noise" – Сафонова. Начало дискус. с A. Ревей о damping.

Escaneado con CamScanner

Seagate

Business Diary

Date 13/V Notes

Сделать до отъезда в ANL 20/V:

•1) написать свою версию ответов Referee C и уточнить text of SW-Stripes paper

•2) Написать Resume по моей работе в Seagate за Nov. 19 – May, 2002 (2001) для M. Kryder и отдать to Roy вместе с updated CV.

•3) Сделать послед. редакцию Abstracts на Pitts. Conf. по "FePt" (послать Charlotte) и "Vortex-Statics" (добавить Dynamics) и представить их to Conf.-Site

4) Как продвинулся с Оксаной по сравнению SW спектров в Co-Chain и предложить ей и Roy идею m. reversal by vortex movement (rev. time)

5) Ездить в IRS о ITIN's для Л., А. и заполнить декларацию

6) Посм. работы на SW в двухсл. пленках с углом J и намагниченностью ($\vec{q}_{11}$) (Библ. Lax PRL 95 110 (1955)) и общий подход к описанию (noise) через SW modes (eigenfunctions)

•7) Написать Referee Reports на 2 JMMM papers and 1 JAP (vortex)

•8) Отчет за 2 недели: ω_k – частоты и $I_k \langle n_k \rangle \sim 1/[e^{\omega_k/T} - 1]$, (FMR-paper-Gerrits) $F_k = \omega_k \langle n_k \rangle = k_B T$, $T \gg \omega_k$.

•Дискуссия с Тамарой, Рене and Roy о SW в 50×50 nm FeNi elements. Подготовил полную версию SW-Rect.-FeNi paper и отдал ее Roy.

•Разослал возможн. co-authors file of SW FeNi rectan. paper (Shingo обещал уточнить тех. часть) – Сегодня PRL version.

Распечатал и начал читать Seattle-MMM papers.

•Проверил/сравнивал с Оксаной SW часовой chain. Мои SW часовой (analytic) отличаются от ее numerical часов в 2.2–2.6 раз. Она нашла у себя лишний множитель „2", но ее программа работает неудовлетворительно, не воспроизводит paper PRB 65, 184428 (2002).

14/V Распечатка и чтение новых papers – MMM-Seattle Conf., в частности by N. Smith, Donahoe, Pearson, Ross etc.

Дискуссия с Оксаной и Roy о способах описания damping, thermal fluctuations of $\vec{M}$ и шума (сравнение работ Smith, Safonov and Chantrell – Chubykalo). Гл. вопрос: возбуждать термически м. ядейки или нормальные моды (SW) системы.

Escaneado con CamScanner

Seagate

Business Diary

Date	Notes

15/V Написание своего Resume (направ
публикации) для Chantrell → Kryder.
Чтение последних работ по mag.
→ Сравнение наших ω_k of chain с Оксан
ми. Согласие очень хорошее. Intens
SW имеет ~ $1/[e^{\omega_k/T}-1]$ хорошо вып
кими с числ. расчетами (проверить это

Iосиг. (работы поворота):
1) JAP, 1964, 35, 1, 159.
2) —11— , p. 167.
3) JAP, 1963, 34(4), 1298
4) JAP, 1983, 54(3), 1613
5) ~~JAP~~, 1968, 40(4), 1006.
52, 2267 (1981)

16/V Выступление Оксаны на local seminare по mag. damping and thermal fluctuations descriptions.
Дискуссии с Оксаной и Roy. Дискуссия с Roy о критике Parker'ом моей SW-теории. PRL - paper с экспери-
ментаторами и Славиным (захотел, чтобы ему вынести
благодарность, а в самой работе нет нового, она могла быть
написана и 30 лет назад).
Исправление своего CV и доводка Resume.
Написание Abstract на Pitts. Conf. по „Vortex Dynamics".

17/V Написание Abstract по „Vorbex Dynamics"
Дискуссия о SW-FeNi elements с Roy. Написание
updated versions of CV и Resume для Kryder.
Отчет за 8-20/V:
1) подгот. доклада и выступление на сем. Theor. gr. (мой взгляд
и project по noise-SW)
2) предложил расчитывать шум на основе разложения фун. $\vec{M}$
по системе нормальных SW мод в $\vec{k}$-представлении (магнитостат. мод)
3) сравнение моего анализ. расчета SW в низкочас сфере с Оксаниным
числен. (совпало), вычисление ω_k и спектр. $I(\omega_k)$
4) Дискуссии о маг. noise с Оксаной, Roy, Rebei
5) Дискуссии о SW-FeNi элем. с Томасом, Rene, Roy

Escaneado con CamScanner

Seagate
Business Diary

Date Notes

20/V Подготовка поездки в ANL. Отчет за 8-20/V.
Referee report to JMMM о FMR - japanese paper.

→ 20-27/V поездка в ANL (Chicago).
Написал и представил Abstracts на Pitts. Conf.:
1) Vortex dynamics - theory (с Novosad, Scholz, Grimsditch)
2) M. reversal in m. coupled array of square dots (Nov. Grims. Bader)
Продвинулся с B. Novosad „Vortex dynamics" paper (Eqs, Figs).
Разбор статей B. Ivanov'a по V. dynamics и Ounadjela по coupled dots - Hn, an.

28/V Письма. Написание Eqs в vortex dynamics" paper.
Повторное прочтение Нееля".

Сравнение полной энергии vortex" для дискр. и усл-расчета. Усл-vortex всегда выгоднее, „без core" особенно при $L \lesssim L_{ex}$.

Энергия vortex в дискретном расчете (Chikazumi / Hoffmann/Vargas)

$$\frac{1}{V_d} E_{tot} = \frac{1}{V_d} E_{ex} = \left(\frac{R_0}{R}\right)^2 \left[\ln \frac{R}{a} + \gamma\right] = \left(\frac{R_0}{R}\right)^2 \ln\left(\frac{e^\gamma R}{a}\right)$$ для простой куб. решетки с периодом „a" ($E_m = 0$).

Для vortex Усова $\frac{1}{V_d} E_{ex} = \left(\frac{R_0}{R}\right)^2 \left[2 + \ln \frac{R}{b}\right] = \left(\frac{R_0}{R}\right)^2 \ln\left(\frac{e^2 R}{b}\right)$

$\frac{R}{b} \cong \frac{R}{L_{ex}} = \frac{R}{a}\left(\frac{L_{ex}}{a}\right)^{-1}$, $e^\gamma = 1{,}78 \gg \frac{e^2}{(L_{ex}/a)} \approx 0{,}12 - 0{,}13$, для $L_{ex} \approx 18$ нм, $a \approx 0{,}3$ нм

Поэтому $E_{ex}^{discr} > E_{ex}^{us}$ (за счет), но у vortex Усова есть еще E_m из-за „core"

$$\frac{1}{V_d} W_{tot}^{us} = \left(\frac{R_0}{R}\right)^2 \left[3 - \ln\left(\xi_2 \frac{R_0}{R}\right)\right] = \left(\frac{R_0}{R}\right)^2 \ln\left(\frac{e^3}{\xi_2} \frac{R}{R_0}\right),$$ где $L \ll R_0$, $\xi_2 = 0{,}591$.
и не зависит от L".

Сравним аргументы $\ln(\dots)$: $\frac{e^3}{\xi_2} \frac{R}{L_{ex}} = \frac{e^3}{\xi_2} \frac{R}{a} \frac{1}{(L_{ex}/a)} \simeq \frac{34}{(L_{ex}/a)} \frac{R}{a}$ и $1{,}78 \frac{R}{a}$ ($e^\gamma = 1{,}78$).

Типич. $\frac{L_{ex}}{a} = \frac{18\text{ нм}}{0{,}3\text{ нм}} \approx 60$ и $\frac{e^3}{\xi_2} \frac{R}{R_0} \approx \frac{34}{60} \frac{R}{a} \simeq (0{,}5 \div 0{,}6) \frac{R}{a}$, т.е. полная энергия vortex Усова меньше E_{tot} - vortexa дискр. расчета при $L \ll R_0$.

Если $b \gtrsim R_0$, то $\frac{1}{V_d} W_{tot}^{us} = \left(\frac{R_0}{R}\right)^2 \left[\frac{7}{3} - \ln\left(\xi_1 \frac{\sqrt[3]{L R_0^2}}{R}\right)\right] = \left(\frac{R_0}{R}\right)^2 \ln\left(\frac{e^{7/3}}{\xi_1} \frac{R}{\sqrt[3]{L R_0^2}}\right)$, $\xi_1 = 0{,}684$.

$$\frac{e^{7/3}}{\xi_1} \frac{R}{\sqrt[3]{L R_0^2}} = \frac{e^{7/3}}{\xi_1} \left(\frac{R}{R_0}\right)\left(\frac{R_0}{L}\right)^{1/3} = 15 \frac{1}{(L_{ex}/a)} \left(\frac{L_{ex}}{L}\right)^{1/3} \left(\frac{R}{a}\right) \approx \frac{1}{4} \left(\frac{L_{ex}}{L}\right)^{1/3} \left(\frac{R}{a}\right)$$ - видно, что при $L \lesssim L_{ex}$ $W_{tot}^{us} < E_{tot}^{discr}$ значительно.
($\tau \equiv L_{ex}/a \approx 60$)

Seagate

Business Diary

Date 29/V

Notes

План работы на ближайшее время (см. план 1/IV):

PRL/PRB → 1) Ответ Referees and letter to Editor по SW-wires-PRL paper

2) SW-PRB paper со Славиком

3) Vortex-statics paper - MFD, shift. v. models, $\beta(z)$-core rad. dependence

Funct.-APL → 4) SW в наночке сфер/цилиндров для Oxe. и Roy, ω_k, $I(\omega_k)$, Solitons

FEPt → 5) Расчет M_z в сферич. частице with twin с $D \sim 4$нм и объемом

SW-PRL/PRB → 6) Paper по объяснению Kerr-exp. by Tamaru-Crawford

nano → 7) SW в двухсл. пленке (фин.-объемные), учет J_{12}, ω_k → инфо в head

→ 8) Vortex dynamics paper (с Scholz, Nobocag) - Eqs, Figs.

9) Объяснение FMR экс. Глеба на инд. долях, uniaxial, 4-fold an's.

10) M(H), M_r, H_c of 2D гексагон. arrays of FEPt с/ранул, induced K_1

→ 11) ~~PRL - comment к paper by d'Albuquerque e Castro (Novocag)~~

12) Ref. reports по ~~JAP-paper (Dorfer)~~ и JMMM-paper (SW)

13) Подать на publ. approval Abstracts of Pitts. Conf.: 1) V. statics; 2) V. dynamics 3) Square dots; 4) FePt (Oner)

go 8/VII → 14) Подать Abstracts to MMM - Tampa (Славик, Crawford, Оксана)

15) Разобрать Cond-mat-архив paper by Ivanov: гр. условия и $\omega(R) \to 0$ на краях. мягкие

→ 16) Мне нужно объяснить SW exp. - inductive на 15 и 5 нм rectangular and cylindrical dots (Crawford-Patwari)

go 13/VI → 17) ~~Подготовить SW-chain доклад для Seagate Model. Meeting~~

Тек. дела:

→ 1) Оплата bills (эл., ~~телеф.~~, TV, electr.)

2) Green Card application

→ 3) Travels to Japan/Korea (летом) и MMM - Tampa (Nov.)

Do 20/VI или 15/VIII? → 4) ~~Декларация о доходах за 2001 (ITIN А.и А.) - Federal Tax~~

→ 5) ~~перевести деньги на savings account~~

6) Паре сдано на US-права

→ 7) Поменять Юре билет на 7/IV

Escaneado con CamScanner

Seagate
Business Diary

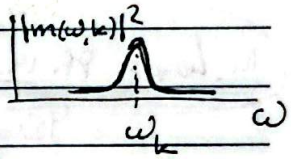
Date Notes

29/V Написание PRL-Comments к MPD-PRL paper by d'Albuquerque, Распечатка и просмотр recent JMMM-papers и в засл., JMMM - Taiwan Magn. Conference. Ref. report on JAP-Pilani paper.

30/V Roy прислал Fig. откуда следует, что SW-мах intensity $J(\omega_k) = |m(\omega,k)|^2 \sim \frac{1}{\omega_k^2}$.

Раньше я думал, что $|m(\omega,k)|^2 \sim \langle b_k^+ b_k \rangle_T = \langle n_k \rangle_T \sim \frac{1}{e^{\omega_k/T}-1}$, что дает $J(\omega_k) \sim \frac{1}{e^{\omega_k/T}-1} \sim \frac{T}{\omega_k}$.

Однако определение $J(\omega_k) = \max_{\omega=\omega_k} |m(\omega,k)|^2$



(1) $\langle |m(\omega,k)|^2 \rangle_{\omega=\omega_k,T} = \int dt \langle m_k(t) m_k(0) \rangle_T e^{i\omega t} = S_m^{yy}(\omega_k)$

(коррел. функция.

Какие здесь компоненты m_α?, $\langle m_y(\omega) m_y^*(\omega) \rangle$ и $\langle m^+(\omega) m^-(\omega) \rangle$ выходят по разному.

$S_m(\omega) \underset{\text{фл.-дис.т.}}{\sim} \text{cth}\frac{\omega}{T}\, \chi''(\omega) \propto \frac{T}{\omega}\chi''(\omega)$

поэтому $\langle |m(\omega,k)|^2 \rangle_{\omega=\omega_k,T} \sim \frac{T}{\omega_k}\chi''(\omega_k)$, $\frac{1}{A}\chi(\omega) = \frac{1}{\omega-\omega_k+i\Gamma_k} = \frac{(\omega-\omega_k)}{(\omega-\omega_k)^2+\Gamma_k^2} - \frac{i\Gamma_k}{(\omega-\omega_k)^2+\Gamma_k^2}$

$\chi(\omega_k) = \chi''(\omega_k) = \frac{A}{\Gamma_k}$, $A=\text{const}$. ?

И если затухание намного $< \omega_k$ $\Gamma_k \ll \omega_k$ (как в ур. Л.Л. или LLG), то

$J(\omega_k) = \max_{\omega=\omega_k} \langle |m(\omega,k)|^2 \rangle_T \sim \frac{T}{\omega_k}\chi''(\omega_k) \sim \frac{T}{\omega_k}\frac{1}{\Gamma_k} \sim \frac{T}{\omega_k^2}$, $J(\omega_k) \sim \frac{1}{\omega_k^2}$

→ Объяснить Литвинову-Хижняку неточность в их paper JMMM 241 – $\varphi_m(\vec{r})$.

31/V $T_c(L)$ – exp. R. Zhang, PRL 86, 2665 (2001)

→ Sonali talk on MC calculations of T_c and magnetization fluctuations (модель Гайзенберга с фикс. классич. спином и uniaxial anisotropy).

→ T. Crawford и intern – Pathwari предложили мне обработать их эксп. data (inductive measurements) на rectangular and cylindrical dots (15μm и 5μm in-plane size). В частности разные поведения имеют $\omega^2 = f(H)$ с уменьшением размера для ▭ и ⊙ (для рект. имею расчет а для цилиндра надеюсь с D+ими w+).

Предложили to submit joint paper to MMM-Tampa.

Escaneado con CamScanner

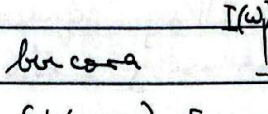
Seagate Business Diary — Thermal fluctuations as SW

Date | Notes

2/VI Вышел в CMU Library. Взял (Л.Л.-Т.С, Киттель, Лейбл, Кубо и Лэкс). В Seagate Library взял Arfken, Hubert, Numer. Recipes and Spin Dynamics (Свинас и Гэмпфорд).

3/VI Введем сначала Оксана интенсивность SW-(шума) или SW-отклика как

$I(\omega) = |m_y(\omega, k)|^2$, тогда высота линии интенсивности при $\omega = \omega_k$ (ω_k – частота SW моды) будет



$$I(\omega_k) = \max_{\omega} |m_y(\omega, k)|^2 .$$

M. Lax. PR 145, 110 (1966). $\vec{a} = (a_1, a_2, \ldots)$.

YD (Ур. Лэнжевена) $\frac{da_\mu}{dt} = A_\mu(\vec{a}) + F_\mu(\vec{a}, t) \rightarrow \frac{d\langle a_\mu\rangle}{dt} = \langle A_\mu\rangle$,

где $\langle \ldots \rangle$ – среднее по ансамблю резервуаров.

Резервуар может быть исключен из YD $\langle a_\mu \rangle$ оставляя после себя сдвиг частоты и dissipation. Но если хочим рассм. шум для $\langle a_\mu\rangle(t)$, то надо оставить источник шума $F_\mu(\vec{a}, t)$ из-за резервуара.

$\langle F_\mu(t)\rangle = 0$, но $\langle F_\mu(t) F_\nu(u)\rangle = 2\langle D_{\mu\nu}(t)\rangle \delta(t-u)$

$$\int_t^{t+\Delta t} ds \int_t^{t+\Delta t} ds' \langle F_\mu(t) F_\nu(u)\rangle = \int_t^{t+\Delta t} ds \int_t^{t+\Delta t} ds' \, 2\langle D_{\mu\nu}\rangle \delta(s-s') = 2\int_t^{t+\Delta t} ds \, \langle D_{\mu\nu}(s)\rangle = 2\langle D_{\mu\nu}\rangle \Delta t$$

$$\int_t^{t+\Delta t} \frac{da_\mu}{dt} dt = \int_t^{t+\Delta t} dt \, A_\mu(t) + \int_t^{t+\Delta t} ds \, F_\mu(s) = a_\mu(t+\Delta t) - a_\mu(t)$$

$$\big[a_\mu(t+\Delta t) - a_\mu(t)\big]\big[a_\nu(t+\Delta t) - a_\nu(t)\big] = A_\mu(t) A_\nu(t) (\Delta t)^2 + \int_t^{t+\Delta t} ds \int_t^{t+\Delta t} ds' \, F_\mu(s) F_\nu(s')$$

$$\frac{1}{\Delta t}\langle [\ldots][\ldots]\rangle = \langle A_\mu(t) A_\nu(t)\rangle \Delta t + \frac{1}{\Delta t}\int ds \int ds' \langle F_\mu(s) F_\nu(s')\rangle$$

$\rightarrow 0$ при $\Delta t \rightarrow 0$

$$2\langle D_{\mu\nu}\rangle = \frac{1}{\Delta t}\int ds \int ds' \langle F_\mu(s) F_\nu(s')\rangle = \frac{1}{\Delta t}\left\langle \big[a_\mu(t+\Delta t) - a_\mu(t)\big]\big[a_\nu(t+\Delta t) - a_\nu(t)\big] \right\rangle$$

Δa_μ Δa_ν

– коэф. диффузии, аналогично $2D = \frac{\langle [x(t) - x(0)]^2\rangle}{t} = \frac{\langle \Delta x^2\rangle}{t}$.

Рассм. $a_\mu(t+\Delta t) a_\nu(t+\Delta t) - a_\mu(t) a_\nu(t) = \Delta a_\mu \Delta a_\nu + \Delta a_\mu a_\nu + a_\mu \Delta a_\nu$

$$\frac{d}{dt}\big[a_\mu(t) a_\nu(t)\big] = \frac{1}{\Delta t}\Delta a_\mu \Delta a_\nu + \frac{da_\mu}{dt} a_\nu + a_\mu \frac{da_\nu}{dt}$$

$$\frac{d}{dt}\langle a_\mu(t) a_\nu(t)\rangle = 2\langle D_{\mu\nu}\rangle + \left\langle \frac{da_\mu}{dt} a_\nu \right\rangle + \left\langle a_\mu \frac{da_\nu}{dt} \right\rangle = 2\langle D_{\mu\nu}\rangle +$$

Escaneado con CamScanner

Seagate
Business Diary
Date Notes

$+\left\langle \left[A_\mu + F_\mu(t)\right] a_\nu \right\rangle + \left\langle a_\mu \left[A_\nu + F_\nu(t)\right] \right\rangle$, $\langle F_\nu(t)\, a_\mu(s)\rangle = 0$ при $t > s$.

$F_\mu(t)$ ведущая при $t \to t+0$, т.к. $\Delta a_\mu = A_\mu \Delta t + \int_t^{t+\Delta t} ds\, F_\mu(s)$

$$\frac{d\langle a_\mu(t) a_\nu(t)\rangle}{dt} = 2\langle D_{\mu\nu}(t)\rangle + \langle A_\mu a_\nu\rangle + \langle a_\mu A_\nu\rangle,$$ что позволяет найти

$$2\langle D_{\mu\nu}(t)\rangle = \frac{d}{dt}\langle a_\mu(t) a_\nu(t)\rangle - \langle A_\mu a_\nu\rangle - \langle a_\mu A_\nu\rangle$$ – коэф. диффузии

через средние от операторов системы a_μ.

Случ. силы $F_\mu(t)$ определены: $\langle F_\mu(t)\rangle = 0$, $\langle F_\mu(t) F_\nu(u)\rangle = 2\langle D_{\mu\nu}\rangle \delta(t-u)$

через усредненное движение системы.

В стационарном (steady) состоянии системы $\frac{d\langle \dots\rangle}{dt} = 0$ и

$2\langle D_{\mu\nu}\rangle = -\langle A_\mu a_\nu\rangle - \langle a_\mu A_\nu\rangle$ – соотн. Эйнштейна.

Пример. Harmonic oscillator.

$\hat{H} = \hbar\omega_c b^+ b$, $\hat{V} = i\hbar\left(b^+ g - b g^+\right)$ – взаимодействие с reservoir.

Применение общего метода дает УД для оператора $\hat{M}$ (произвольного):

$$\frac{\partial\langle \hat{M}\rangle}{\partial t} = \frac{1}{i\hbar}\langle[\hat{M}, \hat{H}]\rangle + \alpha\langle b^+[M, b]\rangle - \beta\langle[M, b] b^+\rangle -$$

$$-\alpha^*\langle[M, b^+] b\rangle + \beta^*\langle b[M, b^+]\rangle$$

$$\alpha = \int_0^\infty dt\, e^{-i\omega_c t}\langle g g^+(t)\rangle, \quad \beta = \int_0^\infty dt\, e^{-i\omega_c t}\langle g^+(t) g\rangle, \quad g = g(0).$$

Если $\hat{M} = b$, b^+ или $b^+ b$, то

(1) $$\frac{\partial\langle b\rangle}{\partial t} = -\left(i\omega_0 + \frac{1}{2}\gamma\right)\langle b\rangle, \quad \frac{\partial\langle b^+\rangle}{\partial t} = \left(i\omega_0 - \frac{1}{2}\gamma\right)\langle b^+\rangle$$ (1')

и (2) $$\frac{\partial\langle b^+ b\rangle}{\partial t} = \gamma\left[\bar{n} - \langle b^+ b\rangle\right], \quad \frac{1}{2}\gamma - i\Delta\omega = \alpha - \beta, \quad \omega_0 \equiv \omega_c + \Delta\omega, \quad \gamma\bar{n}(\omega_c) = 2\,\mathrm{Re}\,\beta$$

Т.е. damping осциллятора $\frac{1}{2}\gamma = \mathrm{Re}(\alpha - \beta)$, сдвиг частоты $\Delta\omega = -\mathrm{Im}(\alpha - \beta)$, все это при $\omega = \omega_0$.

$S_z = S - b^+ b$, $\langle S_z\rangle = S - \langle b^+ b\rangle$ ур. (2) есть

$$\frac{\partial\langle S_z\rangle}{\partial t} = -\gamma\left[\langle S_z\rangle - \langle S_z\rangle_0\right] = -\frac{1}{T_1}\left[\langle S_z\rangle - \langle S_z\rangle_0\right]$$ – ур. Блоха.

$\langle S_z\rangle_0 = S - \langle b^+ b\rangle_0 = S - \bar{n}(\omega_0)$. Тогда $\gamma = \frac{1}{T_1}$.

Escaneado con CamScanner

Seagate Business Diary
Date Notes

т.е. damping ур" для компонент $b^+ \sim S^-$ и $b^- \sim S^+$ одновременно

Здесь конечный damping $\gamma \sim \frac{1}{T_2}$ невозможен, (сарокина) если $\frac{1}{T_1}$ (!)

и ϕ_z не сохраняется.

$\Rightarrow S^- \cong \sqrt{2S}\, b^+ \quad , \quad S^+ = \sqrt{2S}\, b$,

Ур. (1) даст $\frac{\partial \langle S^+ \rangle}{\partial t} = -(i\omega_0)\langle S^+ \rangle - \frac{1}{2}\gamma \langle S^+ \rangle$, $\frac{\partial \langle S^- \rangle}{\partial t} = i\omega_0 \langle S^- \rangle - \frac{1}{2}\gamma \langle S^- \rangle$ –

уравнения Блоха с $\frac{1}{2}\gamma = \frac{1}{T_2}$. Т.е. $\frac{1}{T_1} = \frac{2}{T_2}$.

По определ. $\frac{1}{2}\gamma = \mathrm{Re}\,(\alpha - \beta) = \mathrm{Re}\int_0^\infty dt \left\langle g(0)g^+(t) - g^+(t)g(0) \right\rangle e^{-i\omega_c t} = \mathrm{Re}\int_0^\infty dt e^{-i\omega_c t} \left\langle [g(0), g^+(t)] \right\rangle$

– определяется кор. функцией операторов резервуара на частоте осциллятора ω_c.

$\frac{1}{2}\gamma(\omega_c) = \mathrm{Re}\int_0^\infty dt\, e^{-i\omega_c t} \left\langle [g(0), g^+(t)] \right\rangle$, $g(t) = e^{i\hat{R}t/\hbar}\, g\, e^{-i\hat{R}t/\hbar}$,

где $\hat{R}$ – гамильтониан резервуара, $\langle \dots \rangle$ усреднение по ансамблю резервуаров.

→ Без усреднения УД (1) – (2)

(3) $\frac{db}{dt} = -\left(i\omega_0 + \frac{1}{2}\gamma\right) b + f(t)$, $\frac{db^+}{dt} = \left(i\omega_0 - \frac{1}{2}\gamma\right) b^+ + f^+(t)$,

где случ. сила $\langle f^+(t) f(u) \rangle = 2\mathcal{D}_{b^+b}\, \delta(t-u) = \gamma \bar{n}\, \delta(t-u)$

По определ. спектр. плотность $\langle b^+_\omega b_\omega \rangle = \int dt\, e^{-i\omega t} \langle b^+(t) b(0) \rangle$

Фурье-преобразование ур. (3) дает: $\left(\frac{db}{dt}\right)_\omega = -i\omega b_\omega$, $\left(\frac{db^+}{dt}\right)_\omega = i b^+_\omega \omega$,

$\left[\frac{1}{2}\gamma + i(\omega_0 - \omega)\right] b_\omega = f_\omega$ и $\left[\frac{1}{2}\gamma - i(\omega_0 - \omega)\right] b^+_\omega = f^+_\omega$

$\left\langle b^+_\omega b_\omega \right\rangle = \frac{\langle f^+_\omega f_\omega \rangle}{(\omega - \omega_0)^2 + \left(\frac{1}{2}\gamma\right)^2} = \frac{\gamma \bar{n}}{(\omega - \omega_0)^2 + \left(\frac{1}{2}\gamma\right)^2}$

$\langle f^+_\omega f_\omega \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} dt\, e^{-i\omega t} \langle f^+(t) f(0) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} dt\, e^{-i\omega t}\, \gamma \bar{n}\, \delta(t) = \gamma \bar{n}$ т/к $t = 0$ но может быть функ. от ω_0.

$\left\langle b^+(t) b(0) \right\rangle = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega\, e^{i\omega t} \left\langle b^+_\omega b_\omega \right\rangle$, $\langle b^+(0) b(0) \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \left\langle b^+_\omega b_\omega \right\rangle = \bar{n} =$

$= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \frac{\gamma \bar{n}}{(\omega - \omega_0)^2 + \left(\frac{1}{2}\gamma\right)^2} = \frac{\bar{n}}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \frac{\gamma}{(\omega - \omega_0)^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2} = \left| \gamma \to 0 \right| = \bar{n} \int d\omega\, \delta(\omega - \omega_0) = \bar{n}(\omega_0)$ (ω_c).

Коммутатор $[g(0), g^+(t)]$ есть нечетная ф-я от "t" и тогда интеграл

нечетный $\int_0^\infty dt\, e^{-i\omega_c t} [\dots] = -\frac{i}{2} \int_{-\infty}^{\infty} dt\, \sin\omega_c t\, [g(0) g^+(t)] = -i \int_0^\infty dt\, \sin\omega_c t \cdot [g(0) g^+(t)]$

$\frac{1}{2}\gamma(\omega_c) = (-i) \int_0^\infty dt\, \sin\omega_c t \left\langle [g(0), g^+(t)] \right\rangle$

Теперь все определ. свойствами reservoir: $G(t) = \left\langle [g(0), g^+(t)] \right\rangle$.

Если $G(t) = G(0) e^{-\Gamma t}$, то $(t > 0)$:

$\frac{1}{2}\gamma(\omega_c) = (-i) G(0) \int_0^\infty dt \sin\omega_c t \cdot e^{-\Gamma t} = (-i) G(0) \frac{\omega_c}{\omega_c^2 + \Gamma^2}$,

Т.е. $\gamma(\omega_c) \sim \omega_c$ – LLG damping если еще и $\Gamma \gg \omega_c$.

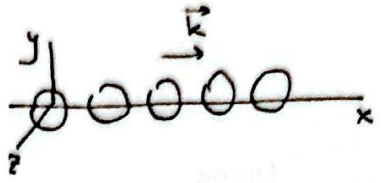
Escaneado con CamScanner

Интенсивности LD мод

Seagate Business Diary

Date Notes

$\chi_{yy}(\omega,k)$ для цепочки сфер



4/VI Надо найти явный вид восприимчивости $\chi_{yy}(\omega,k)$ для цепочки сфер (Ox – вдоль цепочки).

Damping в форме LLG. Im $\chi_{yy}(\omega_k)$ и даст интенсивности. Поиск мин. Sk мод.

Для цепочки есть трансл. инвариантность вдоль Ox и можно

Связь $\chi(t-t')$ – стационарный отклик. Тогда:

$$m_y(\omega,k) = \chi_{yy}(\omega,k)\, H_y(\omega,k), \quad H_y \to \tilde{h}_y$$ –

Внешнее возмущающее поле. См. ЧД от 3/IV. $\tilde{h}_y(z,t) = h_y^0 e^{i\omega t - ikx_n}$, $z = x_n$

$$\vec{m}(\vec{r}_n) = \vec{m}_0 \vec{i} + \vec{\mu}(\vec{r}_n, t)$$

$$-\frac{1}{\gamma}\frac{d\vec{\mu}}{dt} = (\vec{m}_0 + \vec{\mu}) \times (\vec{H}_0 + \vec{h} + \vec{h}^{\sim}), \quad \tilde{h}$$ поправка μ.

$$-\frac{1}{\gamma}\frac{d\vec{\mu}}{dt} = \vec{m}_0 \times \vec{h} + \vec{\mu} \times \vec{H}_0 + \underbrace{\vec{m}_0 \times \vec{h}^{\sim}}_{\text{зан. член}} \qquad \vec{m}_0 \times \vec{h} = \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ m_0 & 0 & 0 \\ 0 & \tilde{h}_y & 0 \end{vmatrix} = \vec{k}\, m_0 \tilde{h}_y$$

$$\begin{cases} -\frac{1}{\gamma}\frac{d\mu_n^y}{dt} = \mu_z^n H_x^0 - m_0 h_z^n \\ -\frac{1}{\gamma}\frac{d\mu_n^z}{dt} = -\mu_y^n H_x^0 + m_0 h_y^n + m_0 \tilde{h} \end{cases} \qquad \begin{aligned} \mu_{y,z}^n(t, z = x_n) &= \mu_{y,z}^0 e^{i\omega t} e^{-ikx_n} \\ \tilde{h}_y(t, x_n) &= \tilde{h}_y^0 e^{i\omega t} e^{-ikx_n} \end{aligned}$$

$$\begin{cases} -\frac{i\omega}{\gamma}\mu_y^0 e^{-ikx_n} = H_0 \mu_z^0 e^{-ikx_n} + m_0 \mu_z^0 D_n(k) \\ -\frac{i\omega}{\gamma}\mu_z^0 e^{-ikx_n} = -H_0 \mu_y^0 e^{-ikx_n} - m_0 \mu_y^0 D_n(k) + m_0 \tilde{h}_y^0 e^{-ikx_n} \end{cases}, \qquad H_0 = H_{ext} + 2m_0 D(0)$$

$$\begin{pmatrix} \frac{i\omega}{\gamma} & H_0 + m_0 D(k) \\ -H_0 - m_0 D(k) & \frac{i\omega}{\gamma} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mu_y^0 \\ \mu_z^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ -m_0 \tilde{h}_y^0 \end{pmatrix} = -m_0 \begin{pmatrix} 0 \\ \tilde{h}_y^0 \end{pmatrix}$$

Но $H_0 + m_0 D(k) = \frac{1}{\gamma}\omega_k$. $\frac{1}{\gamma}\begin{pmatrix} i\omega & \omega_k \\ -\omega_k & i\omega \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \mu_y^0 \\ \mu_z^0 \end{pmatrix} = -m_0 \begin{pmatrix} 0 \\ \tilde{h}_y^0 \end{pmatrix}$

$$R = \begin{pmatrix} i\omega & \omega_k \\ -\omega_k & i\omega \end{pmatrix}, \quad R^{-1} = \frac{1}{\det R}\begin{pmatrix} i\omega & \omega_k \\ -\omega_k & i\omega \end{pmatrix}, \quad \det R = -\omega^2 + \omega_k^2$$

$$\begin{pmatrix} \mu_y^0 \\ \mu_z^0 \end{pmatrix} = -m_0\gamma \frac{1}{\det R}\begin{pmatrix} i\omega & \omega_k \\ -\omega_k & i\omega \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 0 \\ h_y^0 \end{pmatrix}, \quad \mu_y^0 = -\frac{m_0\gamma}{\det R}\omega_k h_y^0 = \frac{m_0\gamma}{\omega^2 - \omega_k^2}\omega_k h_y^0$$

Знаем поправку (см. прежний расчет): $\mu_y^0 = \frac{m_0\gamma\omega_k}{\omega_k^2 - \omega^2} h_y^0$, $\chi_{yy}(\omega,k) = \frac{m_0\gamma\omega_k}{\omega_k^2 - \omega^2}$

Escaneado con CamScanner

Seagate
Business Diary

Date Notes

- Это χ_{yy} совпадает с точностью ($m_0 \to M_0$, $\omega_k \to \omega_k$) с (1.44) Гур.-Мак.
$m_0 = M_s V_d$, V_d как $\frac{3}{4\pi}$ - величина в J и D(k) внутри ω_k.

Тогда $\chi_{yy}(\omega, k) = \frac{\gamma M_s \omega_k}{\omega_k^2 - \omega^2}$

Ур. LL с LLG damping ad": $i\omega \vec{m} + \gamma \vec{m} \times \vec{H}_0 + i\alpha\omega \vec{m} \times \vec{M}_0 = -\gamma \vec{M}_0 \times \vec{h}$ (1.70)

$i\omega \vec{m} + \gamma \vec{m} \times \left[\vec{H}_0 + i\alpha \frac{\omega}{\gamma} \frac{\vec{M}_0}{M_0} \right] = -\gamma \vec{M}_0 \times \vec{h}$

Замена $\omega_H \to \omega_H + i\alpha\omega$, т.е. $\omega_k \to \omega_k + i\alpha\omega$

$\chi_{yy}(\omega, k) = \gamma M_s \frac{(\omega_k + i\alpha\omega)}{(\omega_k + i\alpha\omega)^2 - \omega^2} = \gamma M_s \frac{(\omega_k + i\alpha\omega)}{\omega_k^2 + 2i\alpha\omega\omega_k - \alpha^2\omega^2 - \omega^2} =$

$= \gamma M_s \frac{(\omega_k + i\alpha\omega)}{Re + 2i\alpha\omega\omega_k} = \gamma M_s (\omega_k + i\alpha\omega) \frac{Re - 2i\alpha\omega\omega_k}{Re^2 + 4\alpha^2\omega^2\omega_k^2} = \frac{\gamma M_s}{Re^2 + 4\alpha^2\omega^2\omega_k^2} \times$

$\times \left[Re \cdot \omega_k + 2\alpha^2\omega^2\omega_k + i\alpha\omega Re - 2i\alpha\omega\omega_k^2 \right]$, $Re^2 = \left[\omega_k^2 - (1+\alpha^2)\omega^2 \right]^2$

$Im\, \chi_{yy}(\omega, k) = Im\, \chi(1.74) = -\chi''(1.74) = \frac{\gamma M_s}{Re^2 + 4\alpha^2\omega^2\omega_k^2} \alpha\omega \left[Re - 2\omega_k^2 \right]$

$Im\, \chi_{yy}(\omega, k) = \frac{\gamma M_s \alpha\omega \left[\omega_k^2 - (1+\alpha^2)\omega^2 - 2\omega_k^2 \right]}{\left[\omega_k^2 - (1+\alpha^2)\omega^2 \right]^2 + 4\alpha^2\omega^2\omega_k^2} = -\frac{\alpha\gamma M_s \omega \left[\omega_k^2 + (1+\alpha^2)\omega^2 \right]}{\left[\omega_k^2 - (1+\alpha^2)\omega^2 \right]^2 + 4\alpha^2\omega^2\omega_k^2}$

$Im\, \chi_{yy}(\omega, k)$ как функция ω имеет Max при $\omega^2 = \frac{1}{1+\alpha^2}\omega_k^2$

$Max\, \chi''_{yy}(\omega, k) = -\alpha\gamma M_s \omega \frac{2\omega_k^2}{4\alpha^2\omega_k^2\omega^2} = -\alpha\gamma M_s \frac{\omega}{2\alpha^2\omega^2} = -\gamma M_s \frac{1}{2\alpha\omega}$

Заменим один знак Im χ, получим $\underset{\omega = \frac{\omega_k}{\sqrt{1+\alpha^2}}}{Max\, \chi''_{yy}(\omega, k)} = \frac{\gamma M_s}{2\alpha\omega_k}\sqrt{1+\alpha^2}$

Интенсивность (Langevin dyn. calculated) имеет:

$I(\omega, k) = \langle |M_y(\omega, k)|^2 \rangle \sim cth \frac{\hbar\omega}{2k_BT} Im\, \chi_{yy}(\omega, k)$

Величина интенсивности в максимуме $I(\omega, k)$ при $\omega \approx \omega_k \left(\omega = \frac{\omega_k}{\sqrt{1+\alpha^2}} \right)$

$\underset{\omega = \frac{1}{\sqrt{1+\alpha^2}}\omega_k}{Max\, I(\omega, k)} \sim cth \frac{\hbar\omega}{2kT} \cdot Max\, \chi''_{yy}(\omega, k) \cong \frac{k_BT}{\hbar\omega_k \sqrt{1+\alpha^2}} \left(\frac{\gamma M_s}{2\omega_k} \right) \frac{\sqrt{1+\alpha^2}}{\alpha} \sim \frac{\gamma M_s T}{\omega_k^2} \left(\frac{1+\alpha^2}{\alpha} \right)$, $\hbar\omega \ll kT$

Т.е. $Max\, I(\omega, k) \sim \frac{1}{\omega_k^2}$, что довольно хорошо совпадает с Roy's подгонкой Оксанных данных по зависимости $I(\omega_k)$.

Escaneado con CamScanner

Seagate

Business Diary

Date Notes

5/VI → Переработка paper по Vortex dynamics" с Новосадом. Изменения текста, ответы Referee B и письмо Editor'y.

→ Надо вернуться к SW в ⊙ в saturated state, и описать там локализацию мод в non-uniform состоянии. для полос как для SW-wires (rectangular elements). Это актуально, по крайней мере, для низкой моды. Можно свести там дело также к ист. уравнениям как для vortex'а, решить хотя бы предел $\beta \to 0$ или $H \gg M_s$.

→ Писал Progress report. Fax и письма Яше.

6/VI DHL Яше с документами. Письма Трошенкову. Ответ Referee „Vortex Dynamics" paper с Новосадом. Ответ Referee C „SW-stripes" paper со Славиным.

7/VI Рецензия paper by Hoffmann „MPD-Vortex" для JAP. Семинар Менон „Nanotechnology". Обсуждение эксп. данных по SW в square-, circular elements с Patwari, а затем с Chantrell. Обсуждение с Оксом его Monte-C. разбега: $M(t) = \langle m^2 \rangle^{V/2}$. См. ответ Eitor/Referee и revised text „Vortex Dyn." paper (PRL → PRB), нашел там ошибку — пропущено „ρ" в $\int d\rho$ в ответе Referee B. Дополнил и редактировал paper (APL): „SW in chain" с Окс. и Roy.

10/VI Общение с Глебом SWR exp. на Ni dots.

1) Сдвиг осн. линии ч.-за $N(\beta)$ ширина др. газа (по сравн. с infinite film), рассм. роль interdot coupling influence on $N(\beta)$ для 1 saturated state.

2) Профили мод $\sim J_0(x_m \rho)$ (dip. moment $\neq 0$) с жестким закреплением ч.-за намагничивания (H_1)

3) H_n от „n" прямая, $n=1$ выпадает ч.-за разности $\int d^2\rho\, m_n^2(\rho) H(\rho)$

Семинар Prof. Wigen по Magnetic Force FMR

11/VI (1) Беседа с Kakazei, Wigen, Batra, Chantrell о FMR в dot arrays. H_{easy}, H_4 - fourfold - неясна, SWR - 1, exp. Однодоля по гармоникам H_n vortex dynamics с Wigen и $K_4 \sim Q^2$. Ответы K_4 для shifted vortex (C-state) и work

(2) Отредактировал, подправил и послал SW-stripes - PRL paper. - finish.

HAMR

Seagate
Business Diary

See paper by Coehoorn

Date 10/VI Notes

Семинар отдела. Доклад A. Lyberatos по HAMR.

$Fe_{55-x} Ni_x Pt_{45}$ (Thiele, JAP to be publ.)

Экп. $K(T)/K(0) \sim \left[\frac{M_s(T)}{M_s(0)}\right]$ добавка Ni уменьшает T_c но сохраняет K_1 для малых "x" $\Rightarrow \frac{dH_K}{dT}$ возрастает — ~ увел. sharpness of transition.

Klassen van Peppen (KP) model:

S.d., coher-switching, no interactions

$$\frac{1}{\beta H_K}\frac{dm}{dt} = (h+m)(1-m^2) - \frac{m}{c}, \quad m = \frac{M_z}{M_s}$$

Ensemble average of the effect of T

Theor. Problems для HAMR:

1) therm. relaxation during write process
2) therm. agitation in "dyn. reversal" regime (no barriers) energy
3) $\alpha(T)$ dependence
4) $M_s(T)$, $K(T)$ dependence
5) the transition width of thermo-mag recording

Желательно Laser Spot ≤ 40 nm (для 1TB/(in^2)).

12/VI Готовил слайды к "SW-chain" докладу на Pitts-Seagate Modeling Conference (послал доклад to Juan Fernandez). Редактировал и дополнил "SW-chain" APL paper с Оканойлу.

13/VI Доклад на Modeling Conf. Ирю подготовка (слайды). Редактирование "SW-chain" APL статьи. Ресторан. Обсуждение Comment-PRL о работе MPD с A. Lyberatos.

Escaneado con CamScanner

Seagate
Business Diary

Date Notes

SW rectangular elements

Slope - (см. 14/VI).

14/VI Приведет ли угол члонов $\sim p = L/w$ к уменьшению f в SW - rectangular elements (Тамаги, $p = \frac{0.1\,mm}{50\,mm} = 0.002$)?

Загот. PRL: $\omega_{mn}^2 = \left[\omega_H + \omega_M\left(f(\alpha L)\frac{q_m^2}{\alpha^2} - H_{mn}\right)\right]\left[\omega_H + \omega_M\left(1 - f(\alpha L) - H_{mn}\right)\right]$

$\alpha^2 = \alpha_{mn}^2 = q_m^2 + q_n^2$, "m" вдоль x, "n" вдоль bias field y.

$H_{mn} = \frac{1}{A_{mn}}\int d^2\rho \left[m_{mn}(\rho)\right]^2 N_{yy}(\rho) \sim \rho$. $H_{mn} > 0$.

$\omega_{mn}^2 = \left[\omega_H + \omega_M(f - H)\right]\left[\omega_H + \omega_M - \omega_M(f + H)\right] = |H = H_{mn}| =$

$= \omega_H(\omega_H + \omega_M) - \omega_H\omega_M(f + H) + (\omega_H + \omega_M)\omega_M(f - H) + O(\rho^2) =$

$= \omega_\perp^2 - \omega_H\omega_M f - \omega_H\omega_M H + \omega_H\omega_M f - \omega_H\omega_M H + \omega_M^2(f - H) =$

$= \omega_\perp^2 - 2\omega_H\omega_M H_{mn} + \omega_M^2(f - H)$, $\omega_H = \gamma H$, $\omega_M = \gamma 4\pi M_s$

$\omega_{mn}^2 = \omega_\perp^2 + \omega_M^2 f - \omega_M\left[\omega_M + 2\omega_H\right]H_{mn}$, $f(\alpha L) \approx \frac{1}{2}\alpha L$

Разложение DE для ∞ пленки (где $H_{mn} = 0$) дает

$\omega_{DE}^2 = \omega_\perp^2 + \frac{1}{4}\omega_M^2\left[1 - e^{-2k_x L}\right] = \omega_\perp^2 + \omega_M^2\frac{1}{2}(k_x L)$

Тамаги (заготовка PRB) использует $\omega^2 \approx \omega_\perp^2 = \gamma^2 H(H + 4\pi M_s) \approx$

$\approx \gamma^2 4\pi M_s H$

Более точно надо: $\omega^2 = \omega_{mn}^2 = \omega_\perp^2 + \omega_M^2(f - H_{mn}) - 2\omega_H\omega_M H_{mn}$,

$\omega^2 = \omega_H(\omega_H + \omega_M) - 2\omega_H\omega_M H_{mn} + \omega_M^2(f - H_{mn}) \approx \omega_H\omega_M - 2\omega_H\omega_M H_{mn} +$

$+\omega_M^2(f - H) = \gamma^2 H 4\pi M_s(1 - 2H_{mn}) + \text{Const}$, т.е.

$\omega^2(H) = \gamma^2 4\pi M_s(1 - 2H_{mn})\cdot H + \text{Const} = S\cdot H + \text{Const}$

Экспер. определяемый slope $S = \gamma^2 4\pi M_s(1 - 2H_{mn})$, а не $S_\infty = \gamma^2 4\pi M_s$.

Надо точнее:

$\omega_{mn}^2 = \left[\omega_H + \omega_M\left(f\frac{q_m^2}{\alpha^2} - H\right)\right]\left[\omega_H + \omega_M(1 - f - H)\right] =$

$= \omega_\perp^2 - \omega_H\omega_M(f + H) + (\omega_H + \omega_M)\omega_M\left(f\frac{q_x^2}{\alpha^2} - H\right) + O(\rho^2) =$

$= \omega_\perp^2 - \omega_H\omega_M f - \omega_H\omega_M H + \omega_H\omega_M f\frac{q_x^2}{\alpha^2} - \omega_H\omega_M H + \omega_M^2\left(f\frac{q_x^2}{\alpha^2} - H\right) =$

$= \omega_\perp^2 - 2\omega_H\omega_M H - \omega_H\omega_M f\frac{q_y^2}{\alpha^2} + \omega_M^2(-) = \omega_\perp^2 - \omega_H\omega_M\left[2H_{mn} + f\frac{q_y^2}{\alpha^2}\right] + \omega_M^2(-) \approx$

$\approx \gamma^2 4\pi M_s H\left[1 - 2H_{mn} - f\frac{q_y^2}{\alpha^2}\right] + \omega_M^2\left(f\frac{q_x^2}{\alpha^2} - H_{mn}\right)$

$\omega_{mn}^2 = \omega^2 \cong \gamma^2 4\pi M_s\left[1 - 2H_{mn} - f\frac{q_y^2}{\alpha^2}\right]H + \omega_M^2\left(f\frac{q_x^2}{\alpha^2} - H_{mn}\right)$

Или $\omega_{mn}^2 = \left[\omega_{Hi} + \omega_M f\frac{q_x^2}{\alpha^2}\right]\left[\omega_{Hi} + \omega_M(1 - f)\right] = |\omega_{Hi} = \omega_H - \omega_M H_{mn}| =$

$= \omega_{Hi}(\omega_{Hi} + \omega_M) + \omega_{Hi}\omega_M f\frac{q_x^2}{\alpha^2} - \omega_{Hi}\omega_M f + \omega_M^2 f\frac{q_x^2}{\alpha^2} = |\text{если } \omega_{Hi} \ll \omega_M| =$

$= \omega_{Hi}\omega_M + \omega_{Hi}\omega_M f\frac{(-q_y^2)}{\alpha^2} + \omega_M^2 f\frac{q_x^2}{\alpha^2} = \omega_{Hi}\omega_M\left[1 - f\frac{q_y^2}{\alpha^2}\right] + \omega_M^2 f\frac{q_x^2}{\alpha^2} =$

Escaneado con CamScanner

Seagate
Business Diary

Date Notes

$\approx \omega_H \omega_M [\dots] - \omega_M^2 H_{mn} [\dots] + \omega_M^2 f \frac{q_x^2}{x^2} =$

$= \gamma^2 4\pi M_s H \left[1 - f\frac{q_y^2}{x^2}\right] - \omega_M^2 H_{mn}\left[1 - f\frac{q_y^2}{x^2}\right] + \omega_M^2 f \frac{q_x^2}{x^2}$,

$S = \gamma^2 4\pi M_s \left[1 - f q_y^2/x^2\right] < S_{oo} = \gamma^2 4\pi M_s$, хотя $\omega_{Hi} \ll \omega_M$, $H_i \ll 4\pi M_s$, приближенно нарушается вблизи краев элемента.

Лучше $S = \gamma^2 4\pi M_s \left[1 - 2H_{mn} - f\frac{q_y^2}{x^2}\right] < S_{oo}$.

Вывод

Но экспер. определенный slope S_{exp} велик, это приводит на основе $S_{exp} = S_{oo} \approx \gamma^2 4\pi M_s$ к слишком большим γ при разумном M_s.

Если использ. $S_{exp} = \gamma^2 4\pi M_s \left[1 - 2H_{mn} - f\frac{q_y^2}{x^2}\right]$, то при том же M_s, γ выйдет еще больше, т.к. $H_{mn} > 0$. Это непонятно, может в ред по "р" нельзя разлагать?

Калиникос – Славин: $\frac{\omega_{mn}^2}{\omega_M^2} = \omega_{Hi}\left[\omega_{Hi} + F_{mn}\right]$, ω_{Hi} в ед. ω_M.

$F_{mn} = 1 + \frac{1}{\omega_{Hi}} f(1-f)\frac{k_x^2}{k^2} - f\frac{k_y^2}{k^2} \approx 1 + \frac{1}{\omega_{Hi}} f\frac{k_x^2}{k^2} - f\frac{k_y^2}{k^2} + O(p^2)$

$\omega_{mn}^2 = \omega_{Hi}\left[\omega_{Hi} + F_{mn}\right] \approx \omega_{Hi} F_{mn}$ или в обх ед.

$\omega_{mn}^2 = \omega^2 \approx \omega_M \omega_{Hi} F_{mn} = \omega_M \omega_{Hi}\left[1 + \frac{\omega_M}{\omega_{Hi}} f\frac{k_x^2}{k^2} - f\frac{k_y^2}{k^2}\right] =$

$= \omega_M \omega_{Hi} + \omega_M^2 f\frac{k_x^2}{k^2} - f\frac{k_y^2}{k^2}\omega_M \omega_{Hi} = \omega_M \omega_{Hi}\left[1 - f\frac{k_y^2}{k^2}\right] + \omega_M^2 f\frac{k_x^2}{k^2} -$

– как выше для расчета с $H_i = \omega_{Hi}/\gamma$.

Это – то я неверно учитывал.

→ Видимо нельзя считать $H_{mn} \sim p$ – малыми, лишь $f(x_i) \sim p \ll 1$.

$\omega_{mn}^2 = \omega_{Hi}(\omega_{Hi} + \omega_M) + (\text{члены} \sim f) = \omega_{Hi}^2 + \omega_{Hi}\omega_M + O(f) =$

$= (\gamma H - \omega_M N_{mn})^2 + \omega_M(\gamma H - \omega_M N) = \gamma^2 H^2 - 2\gamma H \omega_M N + \omega_M^2 N^2 +$

$+ \gamma H \omega_M - \omega_M^2 N = \gamma^2 H^2 + \gamma H \omega_M (1 - 2N) + \omega_M^2 N(N-1) + O(f)$, если $(\gamma H)^2$ можно пренебречь,

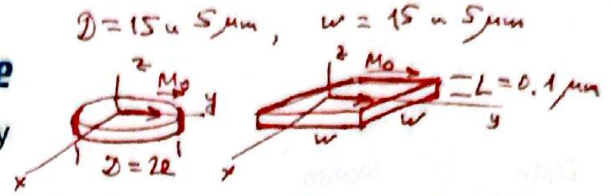
$\omega^2 = \gamma^2 4\pi M_s (1-2N) H + \text{Const}$, $S = \gamma^2 4\pi M_s (1-2N)$

то же самое уменьшение slope.

Escaneado con CamScanner

Seagate
Business Diary

Date Notes



16/VI Объяснение экспериментов by Crawford-Patura'ей по магнитоакуст. SW модам в square and cylindrical FeNi elements.

Доминирующая частота $\omega(H=0)=\omega_d$ увеличивается при уменьшении "w" для square elements, но уменьшается при уменьшении $D=2R=w$ для цилиндров.

1) Для rectangular elements: $\omega_{mn}^2 = \left[\omega_H - H_{mn} + f\frac{q_m^2}{\varkappa^2}\right]\left[\omega_H - H_{mn} + 1 - f\right]$ — square,
(с $p=L/w \ll 1$)

ω_{mn} и ω_H в ед. $\omega_M = \gamma 4\pi M_s$, $f = f(\varkappa L)$, $\varkappa^2 = \varkappa_{mn}^2 = q_m^2 + q_n^2$, "m" вдоль ox, "n" вдоль oy.

$H_{mn} = \frac{1}{A_{mn}} \int d^2\vec{\rho}\; m_{mn}^2(\vec{\rho})\, N_{yy}(\vec{\rho})$, $H_{mn} > 0$ по определению.

2) Для цил. элементов (JAP'2000): $\omega_{mn}^2 = \left[\omega_H + h(\beta) + \frac{c_m}{2} f(\beta d_{mn})\right]\left[\omega_H + h(\beta) + 1 - f(\beta d_{mn})\right]$ — cylinder

d_{mn} – корни $x J_m'(x) + d J_m(x) = 0$, d – pinning; $h(\beta) = H_{mn}(\beta) = -F(\beta)$

$F(\beta) = \frac{1}{4\pi}\langle N_{yy}\rangle_s = \int \frac{dt}{t} f(\beta t) J_1^2(t)$ средний in-plane ($\vec{M}_0 \| Oy$) размаг. фактор.

$m_c^{mn}(\rho) = J_m\left(d_{mn}\frac{\rho}{R}\right)\Phi_m(\varphi)$, $\Phi_m(\varphi) = e^{im\varphi}$, cos m, sin m.

1) Для radial. elements локализация и pinning описывается trial functions:

$W_{mn}(x,y) = \cos(q_m x)\cos(q_n y)$ при $p \ll 1$.

2) Для цилиндров "pinning" обычно описывается d_{mn}, $J_m(d_{mn}) = 0$, но важную роль в локализации играет вид $\Phi_m(\varphi)$.

Причем для цилиндров $H_{mn} = \frac{1}{A_{mn}} \int d^2\vec{\rho}\; H_d^y(\rho,\varphi)\, m_{mn}^2(\vec{\rho})\left(-\frac{1}{4\pi M_s}\right)$,

(Нормировка $\int d^2\vec{\rho}\, m_{mn}^2(\vec{\rho}) = A_{mn}$.) т.е. изменим знак H_{mn} и будем учитывать зависимость H_{mn} от "m,n", т.е. от явного вида $m_{mn}(\rho,\varphi)$.

Для цилиндра тогда $\omega_{mn}^2 = \left[\omega_H - H_{mn} + \frac{c_m}{2} f\right]\left[\omega_H - H_{mn} + 1 - f\right]$ — cylinder

дисперс. соотношение совпадает с square, только $\frac{c_m}{2} \to \frac{q_m^2}{\varkappa^2}$.

Aspect ratio $p = \frac{L}{w} = \frac{0.1\,\mu m}{15} = \frac{1}{150}$ или $p = \frac{0.1\,\mu m}{5\,\mu m} = 0.02$

или $\beta = L/R = \frac{2L}{D} = 2\frac{L}{w} = \frac{2}{150}$ или $\beta = \frac{2\cdot 0.1}{5} = 0{,}04$ довольно мало, $p \ll 1$ ($\beta = 2p$) $\beta \ll 1$

для использования ТВ по "p", с точностью до линейных по "p" членов.

Надо сказать, что $\omega_H = \frac{H}{4\pi M_s} \ll 1$, ведь $H = 50 - 750$ Oe, $4\pi M_s = 10{,}05\cdot 10^3$ Oe.

Поэтому разлагать $\omega_{mn}^2(p)$ в ряд по "p" может не сработать (!)

Если все же разложить по "p" как 14/VI, то:

$$\omega_{mn}^2 = \gamma^2 4\pi M_s\left[1 - 2H_{mn} - f\frac{q_n^2}{\varkappa^2}\right]H + \omega_M^2\left(f\frac{q_m^2}{\varkappa^2} - H_{mn}\right)$$

здесь $\omega_{mn}^2 = A\cdot H + B$

Наклон $\omega_{mn}^2(H)$ по ТВ по "p" определять еще можно, но очень плохо, т.к. $\left(\frac{p}{\omega_H}\right)$ не мало при $H \to 0$.

Seagate
Business Diary

Date Notes

1) Щель $\omega^2_{mn}(H\to 0) = \left[-H_{mn} + f\frac{q_m^2}{\varkappa^2}\right]\left[1 - H_{mn} - f\right]$, $H_{mn} > 0$ по определ. (>0)
для square:
$H_{mn}, f \sim p$ и $H_{mn}, f \ll 1$

$$\omega^2_{mn}(H\to 0) = \left[f\frac{q_m^2}{\varkappa^2} - H_{mn}\right]\left[1 - H_{mn} - f\right].$$

$\mathrm{Sign}\,\omega^2(H\to 0) = \mathrm{sign}\left[f\frac{q_m^2}{\varkappa^2} - H_{mn}\right]$, $\mathrm{Sign}\,\omega^2(0) = \begin{cases} +1 \text{ для } w=15\,\mu m \\ +1 \text{ для } w=5\,\mu m \end{cases}$,

т.е. для square $f(\varkappa L)\frac{q_m^2}{\varkappa^2} > H_{mn}$, это возможно лишь при $m>0$, т.е.
$m_{mn}(x,y) \sim \cos\frac{\pi m x}{w}$ - неоднородна вдоль $Ox \perp \vec{M}_0$. $G = f\frac{q_m^2}{\varkappa^2} - H_{mn}$ ави. $F(4/w)$.

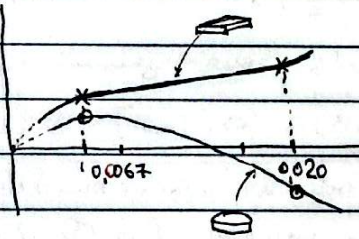
2) Щель для цилиндра: $\omega^2_{mn}(H\to 0) = \left[\frac{C_m}{2}f - H_{mn}\right]\left[1 - H_{mn} - f\right]$

$$\mathrm{sign}\,\omega^2_{mn}(0) = \mathrm{sign}\left[\frac{C_m}{2}f - H_{mn}\right] = \begin{cases} +1, \text{ для } 2R=15\,\mu m \\ -1, \text{ для } 2R=5\,\mu m \end{cases},$$ т.е.

при переходе от $2R=15$ к $2R=5\,\mu m$ происходит смена знака $G = \frac{1}{2}C_m f(d_{mn}\frac{L}{R}) - H_{mn}$
$G(\beta) = \frac{1}{2}C_m f(\beta d_{mn}) - H_{mn}(\beta)$ при увеличении $\beta = 4/R$. $\beta = 2\rho$.

Желательно получить $G(\rho)$

Для квадрата $\omega^2(0) \sim G(\rho)$ щель >0, большая и растет с "ρ",
для цилиндра $\omega^2(0) \sim G(\rho)$ щель малая, падает с "ρ" становясь <0.



Для квадрата низшая СФ (с мин. частотой) нулевая, это
$m_{11}(x,y) \sim \cos\left(\frac{\pi x}{w}\right)\cos\left(\frac{\pi y}{w}\right)$ — это лишь при $4/w \to 0$, $\frac{L}{L} = \frac{0.1\,\mu m}{5\,\mu m} = 0.02$

Для цилиндра сложнее: вид СФ $\vec{m}(\vec{\rho})$ зависит от схемы возбуждения внешним полем $(\vec{h}\cdot\vec{m}) \neq 0$ и наличия pinning.

? Видимо разумно strong pinning $m_{mn}(\rho,\varphi) = J_m(d_{mn}\frac{\rho}{R})\varphi_m(\varphi)$, $\vec{m}(\rho=R)=0$.
Можно ли $m=0$ или надо $m=1$ (?) - из схемы CPW.

17/VI Discussion с M. Patwari. Он сказал, что уголная экспериментальная rf-field $\vec{h}_{rf}$ can be considered as uniform и $\vec{h}_{rf} \parallel$ element plane xy.

Для цилиндра самое. диполь. вдоль $\vec{M}_0 \parallel \vec{H} \parallel Oy$ оси (см. 3/VIII 99г.)

$$H_d^y(\rho,\varphi) = -2\pi M_s R\int_0^\infty dk\, f(kL)\,J_1(kR)\left[J_0(k\rho) + J_2(k\rho)\cos 2\varphi\right] = |t=kR| =$$
$$= -2\pi M_s \int_0^\infty dt\, f(\beta t)\,J_1(t)\left[J_0(t\rho/R) + J_2(t\rho/R)\cos 2\varphi\right] \quad - \text{после } \langle\ldots\rangle_z.$$

Очевидно $\langle H_d^y(\rho,\varphi)\rangle_\varphi = -2\pi M_s \int_0^\infty dt\, f(\beta t)\,J_1(t)\,J_0(t\frac{\rho}{R})$, $\langle H_d^y\rangle_{\rho,\varphi} = -4\pi M_s F(\beta)$,

Seagate Business Diary

17/VI

Date Notes

Вид eigenfunction одной моды

где $F(\beta) = \int_0^\infty \frac{dt}{t} f(\beta t) J_1^2(t)$ – размаг. фактор $N_y(\beta)$ by Joseph.

$$\left(-\frac{1}{4\pi M_s}\right) H_d^y(\rho,\varphi) = \left(\frac{1}{2}\right)\int_0^\infty dt\, f(\beta t) J_1(t) J_0\left(t\frac{\rho}{R}\right) + \frac{1}{2}\cos 2\varphi \int dt\, f(\beta t) J_1(t) J_2\left(t\frac{\rho}{R}\right)$$

Для цилиндра H_{mn} считается через $H_d^y(\rho,\varphi)$ как было отмечено в Nodal-Abstract '00 и EMMA-SW '00 paper.

$$\int_0^\infty J_\nu(\alpha x) J_{\nu-1}(\beta x)\, dx = \begin{cases} \frac{\beta^{\nu-1}}{\alpha^\nu}, & \beta < \alpha \\ \frac{1}{2}(2\beta), & \beta = \alpha \\ 0, & \beta > \alpha \end{cases}, \quad \nu > 0.$$

Но разложить $f(\beta t)$ по βt – ничего не даст, надо иначе.

Вид основной СФ $\vec{m}(\vec{\rho})$. $\vec{h}_\sim$ – uniform. $\int \vec{h}_\sim \cdot \vec{m}\, d^2\rho = \vec{h}_\sim \int \vec{m}\, d^2\rho \neq 0$

возможно лишь для мод $m_{mn}(\rho,\varphi) = J_m(\varkappa_{mn}\rho)\Phi_m(\varphi)$ с $m=0$ (нет зависим. от φ.)

? $m_{on} \sim J_0(\varkappa_{01}\rho)$, $\varkappa_{01} = \alpha_{01}/R$ или β_{on}/R, $J_0(\alpha_{01})=0$ или $J_0(\beta_{on})=0$?

Больше аргументов в пользу strong pinning $J_0(\alpha_{01})=0$, $m(\rho=R)=0$.

$C_{m=0} = 1$. $G_{01}(\beta) = \frac{1}{2} f(\beta\alpha_{01}) - H_{01}(\beta)$ – однород. gap – cylinder $\alpha_{01} = 2{,}405$; $\beta_{01}=0$, $\beta_{02}=3{,}832$.

Ясно, если рассм. моды с $m=0$ $\vec{m} = f(\rho)$ и H_{on} не имеет вклада от $\cos 2\varphi$ – части $H_d^y(\rho,\varphi)$ (радиал. зависим. для $H_d^y(\rho)$):

$$\Rightarrow H_{on}(\beta) = \left(-\frac{1}{4\pi M_s}\right)\frac{1}{A_{on}} \int_R d^2\vec{\rho}\, H_d^y(\rho,\varphi)\, m_{on}^2(\rho) =$$

$$= \left(-\frac{1}{4\pi M_s}\right)\frac{1}{A_{on}} \int_0^R d\rho\,\rho \int_0^{2\pi} d\varphi\, m_{on}^2(\rho)\left[\frac{1}{2}\int_0^\infty dt\, f(\beta t) J_1(t) J_0\left(t\frac{\rho}{R}\right)\right]$$

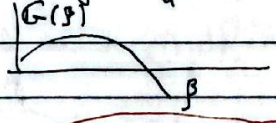
$A_{on} = \pi R^2 J_1^2(\alpha_{on})$, так чтобы $\frac{1}{A_{mn}}\int d^2\vec{\rho}\, m_{mn}^2(\rho,\varphi) = 1$.

Вед. $\omega_M = \gamma \cdot 4\pi M_s$: $H_{on}(\beta) = \frac{2\pi}{A_{on}} \int_0^R d\rho\,\rho\, m_{on}^2(\rho)\frac{1}{2}\int_0^\infty dt\, f(\beta t) J_1(t) J_0\left(t\frac{\rho}{R}\right)$, $m_{on} = J_0\left(\alpha_{on}\frac{\rho}{R}\right)$, $z = \rho/R$.

$$H_{on}(\beta) = \frac{1}{J_1^2(\alpha_{on})} \int_0^1 dz\, z\, J_0^2(\alpha_{on} z) \int_0^\infty dt\, f(\beta t) J_1(t) J_0(tz)$$

Для strong pinning $d\to\infty$ $G(\beta) > 0$ и растет с β.

Отметим, что для "free" spins, $\beta_{01}=0$, $G(\beta) = \frac{1}{2} f(\beta\cdot 0) - F(\beta) = -F(\beta) < 0$.

Т.е. 

если и удастся обеспечить, то только при промежуточном pinning ($d \neq 0$, $d \neq \infty$).

Для square $G(H_w = p) = f(\alpha L)\frac{q_m^2}{\varkappa^2} - H_{mn}$ – gap for square

$m=1, n=1$ для осн. моды $\frac{q_m^2}{\varkappa^2} = \frac{q_m^2}{q_m^2+q_n^2} = \frac{(\pi/w)^2}{(\pi/w)^2+(\pi/w)^2} = 1/2$, $\alpha L = \sqrt{\left(\frac{\pi}{w}\right)^2+\left(\frac{\pi}{w}\right)^2} L = \sqrt{2}\pi p$.

Поэтому $G_{sq}(p) = \frac{1}{2} f(\sqrt{2}\pi p) - H_{11}(p)$, ср. с цилиндром ($d=\infty$), где $f(2{,}2405\cdot p)$.

Escaneado con CamScanner

Rectangular Elements

Для Squares см. 29/VIII

Seagate Business Diary

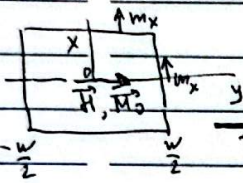
Pinning-Note:

Date Notes

Eigenmodes for square element, strong pinning ∥ OX ($\perp \vec{M}_0$)

Вообще-то для square $m^{x,z}_{mn}(x,y) = \cos\frac{\pi m x}{w} \cdot \mu_n(y)$ и для $\mu_n(y)$ – наличие pinning н/м $y = \pm\frac{w}{2}$, $Oy \parallel \vec{M}_0$ надо доказывать отдельно, особенно если $p = \frac{L}{w}$ не очень мало.

Из моих SW-rectan. расчетов ясно, что pinning $\mu_n(y)$ – практически нет.



То и для pinning $m^{x,z}(x=\pm\frac{w}{2})$, т.е. strong pinning если следствие $\vec{3} = (\vec{m}\cdot\vec{n}) = 0$ для dynamic magnetization. Для $y = \pm\frac{w}{2}$ поверхностей $\vec{m}_{dynamic}$ лежит в xOz и $\perp Oy$, т.е. $m_y = 0 = (\vec{m}\cdot\vec{n})_{S_y}$ и наличие (отсутствие) pinning $m^{x,z}(y=\pm w/2)$ надо исследовать из других соображений (из профиля стат. $H_d^y(y)$)

Square gap: $\left(\frac{\omega_0}{\omega_M}\right)^2 = \left[f\frac{q_m^2}{x^2} - H_{mn}\right]\left[1 - H_{mn} - f\right]$ сравним с эксперимент.

~~Экспериментально~~ $f^2 = \gamma'^2 4\pi M_s (H_{eff} + H_B)$, $f_0^2 = \gamma'^2 4\pi M_s H_{eff}$ $\gamma' = (\gamma/2\pi)$.

$\omega_0^2 = \omega_M^2 [\dots][\dots] = \gamma^2 (4\pi M_s)^2 [\dots][\dots]$

В GHz: $f_0^2 = \left(\frac{\omega_0}{2\pi}\right)^2 = \left(\frac{\gamma}{2\pi}\right)^2 (4\pi M_s)(4\pi M_s)\left[f\frac{q_m^2}{x^2} - H_{mn}\right]\left[1 - H_{mn} - f\right] =$

$= \left[\frac{\gamma^2}{(2\pi)^2} 4\pi M_s\right] \cdot 4\pi M_s \left[f\frac{q_m^2}{x^2} - H_{mn}\right]\left[1 - H_{mn} - f\right]$, slope $= S'$

slope — мой безразмерный gap

Square elements → $f_0^2(p) = S' \cdot (4\pi M_s)\left[f\frac{q_m^2}{x^2} - H_{mn}\right]\left[1 - H_{mn} - f\right] = S \cdot (4\pi M_s)\left(\frac{\omega_0}{\omega_M}\right)^2$

Для (15 μm) $p = \frac{1}{150} = 6.7\cdot10^{-3}$, gap $f_0^2 = S \cdot 4\pi M_s \cdot 3{,}42\cdot10^{-3} = S' \cdot H_{eff}^{calc}$

Эксп. gap $f_0^2 = S' \cdot H_{eff}^{exp}$, т.е. $H_{eff}^{calc} = 4\pi M_s \cdot \left(\frac{\omega_0}{\omega_M}\right)^2 = 10500\,Oe \cdot 3{,}42\cdot10^{-3} =$

$= 35{,}9 = 36\,Oe$

тогда как $H_{eff}^{exp} = 41{,}8\,Oe = 42\,Oe$,

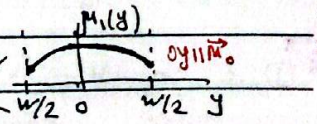
Согласие хорошее, можно еще $H_A = 4\,Oe$ добавить в H_{eff}^{calc}.

Для (5 μm) $p = \frac{1}{50} = 0{,}02$, $H_{eff}^{calc} = 4\pi M_s \cdot \left(\frac{\omega_0}{\omega_M}\right)^2 = 10500\,Oe \cdot 9.50\cdot10^{-3} = 99{,}8\,Oe$

тогда как $H_{eff}^{exp} = 67\,Oe$ – согласие хуже. Причина – $\mu_1(y)$ более пологая, чем $\cos\frac{\pi y}{w}$, $H_{11}(p)$ тогда больше и calc. gap – меньше (f_0^2 или H_{eff}^{calc}).

~~$H_{11}(p)$ растет с "p" быстрее, чем $f(x\cdot p)$, т.е. $H_{11}(p)$ более важно для больших "p".~~

Согласно 17/IV $\mu_1(y) = \cos\left(\frac{\pi y}{w_{ef}}\right)$, $w_{ef} \cong 1{,}35\,w$



Введем $H_k = 4\,Oe$ сразу дает 15 μm $H_{eff}^{calc}(y/150) = 39{,}8\,Oe$ – хорошо согласие с эксп. (15 μm)

(Но $\cos\frac{\pi y}{w}$ предпочтительнее)

5 μm – $H_{eff}^{calc}(0.02) = 103.6\,Oe$ – плохо согласие с эксп.

Вообще-то для $p = 0.02$ для 5 μm уже не очень как для 5 μm

Введем $\frac{w}{w_{ef}} = \eta \le 1$. Интересно, что $\eta = 0$, $\mu_1(y) = \text{const}$ дает $H_{eff}^{calc} < 0$!! как для цилиндра.

Escaneado con CamScanner

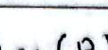
18/VI SW

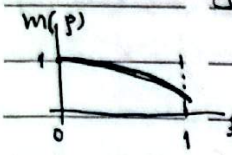
Seagate

Business Diary

Date Notes

– intermediate pinning

Цилиндр. Для $G(\beta)$  β приведена введена граничная. pinning, если химич. trial eigen. $J_0(\gamma\rho)$.



$m_{01}(\rho) = J_0\left(\gamma_{01}\frac{\rho}{R}\right)$, $\beta_{01} < \gamma_{01} < \alpha_{01}$ (0) (2,405)

$m_{01}(\rho=R) = J_0(\gamma_{01}) \neq 0$

Пусть $H_{01}(\beta,\gamma) = \frac{1}{A(\gamma)}\int_0^1 dr\, r\, J_0^2(\gamma r)\int_0^\infty dt f(\beta t) J_1(t) J_0(tr)$

Gap для цилиндра $G_{01}(\beta,\gamma) = \frac{1}{2}f(\beta\gamma) - H_{01}(\beta,\gamma)$, $A(\gamma) = \int_0^1 dr\, r\, J_0^2(\gamma r)$

дальше $H_{01}(\beta,\gamma) = \frac{1}{A(\gamma)}\int_0^1 dr\, r\, J_0^2(\gamma r)\, I(\beta,r)$, $I(\beta,r) = \frac{1}{2}\int_0^\infty dt f(\beta t) J_1(t) J_0(tr)$

Эксп. $2R = 15\,\mu m$ $(\beta = 1/75)$ $H_{eff}^{exp} = 16{,}7$ Oe и $2R = 5\,\mu m$ $(\beta = 0{,}04)$ $H_{eff}^{exp} = -8{,}0$ Oe.

Включим еще $H_K = 4$ Oe along bias field H_B.

$H_{eff}^{calc} = (4\pi M_s)\cdot\left(\frac{\omega_0}{\omega_n}\right)^2$

18/VI Square element. Dipolar gap. – Зависимость от „y", $Oy \parallel M_0$ важна

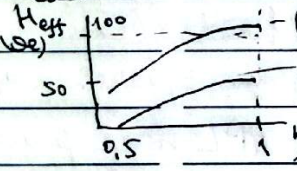
Если вводить $\mu_1(y) = \cos\left(\frac{\pi y}{w_{ef}}\right)$, то gap надо пересчитать. (w_ef вдоль $Oy \parallel \vec{H}_0$)

SW

Теперь $\frac{q_m^2}{\pi^2} = \frac{q_m^2}{q_m^2+q_n^2} = \frac{(\pi/w)^2}{(\pi/w)^2+(\pi/w_{ef})^2} = \frac{1}{1+\left(\frac{w}{w_{ef}}\right)^2} = \frac{1}{1+y^2}$, $y = w/w_{ef}$.

$\pi L = \sqrt{q_m^2+q_n^2}\,L = \sqrt{\left(\frac{\pi}{w}\right)^2+\left(\frac{\pi}{w_{ef}}\right)^2}L = \pi\frac{L}{w}\sqrt{1+y^2} = \pi\rho\sqrt{1+y^2}$

Gap для Square (main SW mode) $G(\rho) = \frac{1}{1+y^2}f\left(\pi\rho\sqrt{1+y^2}\right) - H_{11}(\rho,y)$ зависит от y.



– величина dipolar gap as function of „y" – pinning

(y=0 – free spins; y=1 – totally pinned spins along $Oy \parallel \vec{M}_0$)

В принципе, y – мера pinning'а может быть функцией от „ρ". Поэтому можем подобрать $y(\rho)$ для $\rho = \frac{1}{150}$ и $\rho = \frac{1}{50}$ – экспериментальных. y не обязана быть одинаковой для ρ=1/150 и 1/50.

Fitting": Для $\rho = 1/150$ берем $y = 1$ (strong pinning), тогда $H_{eff}^{calc}(1/150, 1) = 39.8$ Oe при $H_{eff}^{exp}(1/150) = 41.8$ Oe. вдоль Oy См. 29/VIII

Для $\rho = 1/50$ (5μm) берем $y = 0{,}71$ (intermediate pinning), тогда $H_{eff}^{calc}\left(\frac{1}{50}, 0.71\right) = 67.1$ Oe при $H_{eff}^{exp} = 67$ Oe. Pinning слабеет с ростом „ρ", (ростом „ρ" m(y) основной моды смещается с центра элемента (y=0) к краям $y \approx \pm w/2$ (как в PRL'02 для $l \times w = 1.75 \times 1\,\mu m$ obexchange Bonnies). $\mu_1(y = \pm\frac{w}{2}) = \cos\left(\frac{\pi}{2}y\right)$

Escaneado con CamScanner

Seagate

Business Diary

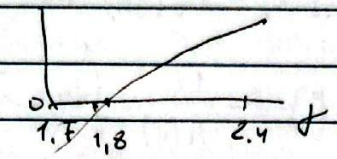
Date Notes

Оценка обмен. поля для $w=5\,\mu m$ $H_{ex} \approx \frac{C}{M_s} k^2 = \frac{2.8\cdot10^{-6}\,эрг/см}{0.86\cdot10^{3}\,Гс} \frac{\pi^2}{(5\cdot10^{-4}\,см)^2} =$

SW $= \frac{2.6\cdot\pi^2}{0.86\cdot25}\,10^{-1}$ Oe $= 0.12$ Oe, все еще очень мало, можно пренебречь.

Для цилиндра $H_{eff}(\gamma)$ меняет знак при $\gamma \approx 1.8$.

($\gamma = 2.405$ – strong pinning)
$\gamma = 0$ – free spins

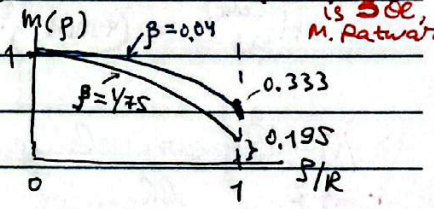


Для эллипса γ также можно рассматривать как function of "β" и подгонять γ отдельно для каждого $\beta = 2p$ ($\beta = \frac{1}{75}$ и $\beta = \frac{1}{25} = 0.04$).

Fitting γ": • Для $\beta = \frac{1}{75}$ выбираем $\gamma = 2.05$ (intermediate pinning), тогда $H_{eff}^{calc}(\frac{1}{75}, 2.05) = 16.6$ Oe при $H_{eff}^{эксп} = 16.7$ Oe

• Для $\beta = 0.04$ выбираем $\gamma = 1,812$ (более слабый intermediate pinning), тогда $H_{eff}^{calc}(0.04, 1.812) = -8.1$ Oe при $H_{eff}^{эксп} = -8$ Oe (exp. error is 3 Oe, M. Patwari).

СФ низшей моды $m_{01}(\rho) = J_0(\gamma \frac{\rho}{R})$:



Нижняя $\gamma(\beta)$ осн. моды ⬭ падает с ростом "$\beta = 1/R$".
$\gamma(\beta)$ надо получить из ур-я на СФ цилиндра.
См. уточнение расчёта "от $1/\sqrt{11}$".

⇒ Величину γ" надо проверить по 2-ой SW моде (см. 24/VI)
при этом $\gamma \to d(\gamma)$ и найти корни $dJ_0(x) + J_0'(x) = 0$, рассм. первые два корня — насколько хорошо они объясняют эксперимент: f_0, f_1 или они не $d(\gamma)$. → Reg. Highlights (m. dynamics in non-ellips. elements)

19/VI Беседа с Crawford, а потом с Patwari + Chantrell'ом по поводу описания SW experiments на 15/5 μm squares и цил. Редактирование (Introduction, Abstract) of APL-noise paper с Оксаной.

Надо записать фл.-дисс. теорему как равенство (см. 4/VI).

SW-chain

Уайт (Справочник) $\int_{-\infty}^{\infty} dt \left\langle \left\{ \hat{M}_\nu(\vec{q},t)\, \hat{M}_\mu(-\vec{q}) \right\} \right\rangle e^{i\omega t} = \frac{2\hbar V}{1-e^{-\beta\hbar\omega}} \chi''_{\nu\mu}(\vec{q},\omega)$ Eigen

$\vec{M}(\vec{q},\omega) = \hat{\chi}(\vec{q},\omega)\vec{H}(\vec{q},\omega)$, $\chi(q,\omega)$ – безразмерна

$\langle \dots \rangle$ среднее по канон. ансамблю, $\langle \dots \rangle = Sp\, e^{-\beta\hat{H}_0}(\dots)$.

Намагниченность $M_\nu(r,t) = Sp\, \rho \hat{M}_\nu(r)$

$\vec{M}(\vec{r},t) = \frac{1}{2\pi V} \sum_{\vec{q}} \int d\omega\, \vec{M}(q,\omega) e^{i\vec{q}\vec{r}} e^{-i\omega t}$ (оператор мал. намагн. единицы объема).

Escaneado con CamScanner

$[M(q,\omega)] = V \cdot t \cdot M_s$. $\vec{M}(\vec{q},t) = \frac{1}{V}\sum_{\vec{q}} M(\vec{q},t)\, e^{i\vec{q}\vec{r}}$, $[M(q,t)] = VM_s$.

Размерности $\int dt\, M(q,t)\, M(-q) = tVM_s \cdot VM_s = tV^2 M_s^2 = tV$ [энерг.]

$[\hbar V] = [\text{энерг.}] \cdot tV$.

$\frac{1}{1-e^{-\beta\hbar\omega}} = \left|\beta\hbar\omega \ll 1\right| = \frac{1}{1-(1-\beta\hbar\omega)} = \frac{1}{\beta\hbar\omega}$, $\operatorname{cth}\frac{\beta\hbar\omega}{2} \approx \frac{2}{\beta\hbar\omega}$, $\beta = \frac{1}{k_B T}$

Так что ФДТ: $\int_{-\infty}^{\infty} dt\, e^{i\omega t} \langle M_y(\vec{q},t)\, M_y(-\vec{q})\rangle = \hbar V \operatorname{cth}\left(\frac{\beta\hbar\omega}{2}\right) \operatorname{Im} \chi_{yy}(\vec{q},\omega)$

коммутатор не нулевой, $\langle\ldots\rangle$ — среднее по ансамблю $\sim e^{-\beta\hbar\omega}$.

Если $\frac{1}{V}$ в $M(\vec{q},t)$ определение не вводить, а использ. $\vec{M}(\vec{r},t) = \sum_{\vec{q}} \vec{M}(q,t)\, e^{i\vec{q}\vec{r}}$, то $\int_{-\infty}^{\infty} dt\, e^{i\omega t} \langle M_y(q,t)\, M_y(-q)\rangle = \frac{2\hbar}{V} \operatorname{cth}\frac{\beta\hbar\omega}{2} \chi''_{yy}(q,\omega)$

Л.Л., т.5 $\langle x^2\rangle_\omega = \hbar \operatorname{cth}\frac{\hbar\omega}{2kT} \cdot \alpha''(\omega)$, поэтому надо

$\int_{-\infty}^{\infty} dt\, e^{i\omega t} \langle M_y(q,t)\, M_y(-q)\rangle = \frac{\hbar}{V} \operatorname{cth}\left(\frac{\hbar\omega}{2kT}\right) \cdot \chi''_{yy}(q,\omega)$

$x_\omega = \int_{-\infty}^{\infty} dt\, e^{i\omega t} x(t)$, $x(t) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} d\omega\, x_\omega\, e^{-i\omega t}$

$\Phi(\tau) = \langle x(t+\tau)\, x(t)\rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \langle x^2\rangle_\omega\, e^{-i\omega\tau}$ — коррел. функция.

$\langle x^2\rangle_\omega = \int_{-\infty}^{\infty} dt\, e^{i\omega t}\, \Phi(t) = \int_{-\infty}^{\infty} dt\, e^{i\omega t} \langle x(t)\, x(0)\rangle$

Возмущ. $\hat{V} = -\hat{x} f(t)$, кв. среднее $\bar{x}(t) = \int_0^{\infty} d\tau\, \alpha(\tau) f(t-\tau)$ — response of the system to $\hat{V}$.

$\bar{x}_\omega = \alpha(\omega) f_\omega$, где восприимчивость $\alpha(\omega) = \int_0^{\infty} dt\, \alpha(t) e^{i\omega t}$, $t \geq \tau$.

В окончат. нормировке $\vec{M}_{\text{окс}} = \frac{\vec{M}}{M_s}$ ФДТ есть:

$I(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} dt\, e^{i\omega t} \langle M_y(t)\, M_y(0)\rangle$, $M(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} M(\omega) e^{-i\omega t}$

Л.Л., т.5, $\langle x_\omega x_{\omega'}\rangle = 2\pi \langle x^2\rangle_\omega \delta(\omega+\omega')$.

Итого: $I(\omega,k) = \int_{-\infty}^{\infty} dt\, e^{i\omega t} \langle M_y(kt)\, M_y(-k)\rangle = \frac{\hbar}{V_0 M_S^2} \operatorname{cth}\frac{\hbar\omega}{2k_BT} \cdot \operatorname{Im} \chi''_{yy}(\omega,k) =$

$= \frac{\hbar}{V_0 M_S^2} \frac{2k_BT}{\hbar\omega}(1) = \frac{2k_BT}{V_0 M_S^2 \omega} \operatorname{Im} \chi''_{yy}(\omega,k)$, сравн. с Smith 'APL'01.

$I(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} dt\, e^{i\omega t} \langle M(t) M(0)\rangle = \int_{-\infty}^{\infty} dt\, e^{i\omega t} \left\langle \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega_1}{2\pi} M(\omega_1) e^{-i\omega_1 t} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega_2}{2\pi} M(\omega_2) \right\rangle =$

$= \int \frac{d\omega_1}{2\pi} \frac{d\omega_2}{2\pi} \langle M(\omega_1) M(\omega_2)\rangle \int_{-\infty}^{\infty} dt\, e^{i(\omega-\omega_1)t} = \frac{1}{2\pi} \int d\omega_1 d\omega_2 \langle M(\omega_1) M(\omega_2)\rangle \delta(\omega-\omega_1) =$

$= \frac{1}{2\pi} \int d\omega_2 \langle M(\omega) M(\omega_2)\rangle = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_2\, 2\pi \langle M^2\rangle_\omega \delta(\omega+\omega_2) = \langle M^2\rangle_\omega = \int dt\, e^{i\omega t} \langle M(t) M(0)\rangle$

Escaneado con CamScanner

Seagate

Business Diary

Date Notes

Формально можно записать $\langle M^2\rangle_\omega = \langle M_\omega M_{-\omega}\rangle = \langle |M_\omega|^2\rangle$, как я сделал в APL-заголовке.

→ $\underset{\text{при } \omega = \frac{\omega_k}{\sqrt{1+\alpha^2}}}{\text{Max}}\, I(\omega,k) = \text{Max}\, \frac{2k_BT}{V_0 M_s^2 \omega}\, \text{Im}\, \chi''_{yy}(\omega,k) = \left|\begin{matrix}\omega = \frac{\omega_k}{\sqrt{1+\alpha^2}} \\ \text{см. ч/б VI}\end{matrix}\right| =$

$= \left(\frac{2k_BT}{V_0 M_s^2}\right)\left(\frac{\sqrt{1+\alpha^2}}{\omega_k}\right)\frac{\gamma M_s}{2\alpha\omega_k}\sqrt{1+\alpha^2} = \frac{\gamma k_BT}{V_0 M_s}\,\frac{1}{\omega_k^2}\,\frac{(1+\alpha^2)}{\alpha}$

И связь C^* и J. E_{ex} (Оказаки - PRB'02) $= -\frac{2A^*}{D^2 M_s^2}\vec{M}\vec{M}$,

у меня $\mathcal{H}_{ex} = -JV_0\vec{M}\vec{M}$ или density $E_{ex} = -J\vec{M}\vec{M}$

$J = \frac{2A^*}{D^2M_s^2}$, $C^* = \frac{2A^*}{D^2K} = \frac{1}{D^2K}JD^2M_s^2 = J\frac{M_s^2}{K}$

Для Co: $\frac{M_s^2}{K} = \frac{(1{,}4\cdot10^3)^2}{4\cdot10^6} = 0{,}49 \approx \frac{1}{2}$, ~~хорошее согласие~~ $C^* = \frac{1}{2}J$

→ Встреча с Paul Van Der Keijden по экз. "Noise in GMR heads"

20/VI Редактирование и проверка Eqs - "SW-chain" paper с Оказаки, Figs.

21/VI → ① Доклад Xiaobin Wang (PhD student of H N Bertram)
"Magnetization reversal, switching time"

→ ② Доклад Олега о его Research (две проекта: а) SOMA - FePt, J_{ij}, $K(T)$, зависимость J и K от размера гексагона, Monte Carlo - $M(T)$ и $K(T) \sim M^\ell(T)$;
б) half-metals с приложением к GMR датчикам (типа Гейслера))

→ Сообщение Олега о наиболее интересных докладах Italian Conf. on Nanomagnetism (May, 2002) - GMR, TMR, finite size effects etc.

Отдал "SW-chain" paper на Approval.

→ Написание "Abstracts SW-reader": со Славиным и "SW-gaps" с Patwari.

Экз. Crawford - Patwari

24/VI Вернемся к величине pinning параметра в ч/м. дотах в экз. Crawford - Patwari.

Сравним СФ низших FMR-detected modes $m_{0n} = J_0\left(\gamma_{0n}\frac{\rho}{R}\right)$

γ_{0n} n-корень $J_0 + \alpha^{-1}J_0'(x) = 0$, $d = d(\gamma)$, и в пределе $d = d(\beta)$ и $\gamma = \gamma(\beta)$, $\beta = \frac{L}{R}$.

Гранич. Ур-е $xJ_0'(x) + \alpha J_0(x) = 0$, $x = \gamma_{0n}\frac{\rho}{R}\Big|_{\rho=R} = \gamma_{0n}$.

$J_0'(x) = -J_1(x)$

18/VI было посчитано $\gamma_{01} = 2{,}04$ дает правильное $H_{eff}^{calc} = 16{,}6$ Oe — близкое к экз. 16.7 Oe. $H_{eff}^{calc} = (4\pi M_s)\cdot\left(\frac{\omega_0}{\omega_M}\right)^2$, где ω_0 - calc. gap.

Escaneado con CamScanner

Gap для 2ой моды

Seagate Business Diary

SW – общий подход

Date Notes

Величина $d(\beta)$ определенная по $\gamma_{01}=2.04$ есть $d_1=5.827$.

След. корни $x J_0'(x)+d J_0(x)=0$ при таком $d=d_1$ есть $\gamma_{02}=4{,}79$; $\gamma_{03}=7{,}69$.
($d\to\infty$ $d_{02}=5.52$; $d_{03}=8.65$)

Gap $G_{on}(\beta,\gamma)=\frac{1}{2}f(\beta\gamma_{on})-H_{on}(\beta,\gamma_{on})$, $H_{on}(\beta,\gamma_{on})=\frac{1}{A(\gamma_{on})}\int_0^1 d\tau\tau J_0^2(\gamma_{on}\tau)\times I(\beta,\tau)$,

где $I(\beta,\tau)=\frac{1}{2}\int_0^\infty dt f(\beta t)J_1(t)J_0(t\tau)$, $\int_0^1 d\tau\tau J_0^2(\gamma_{on}\tau)=A(\gamma_{on})$

Величина gap-field: $H_{eff}^{calc}(02)=73{,}4$ Oe; $H_{eff}^{calc}(03)=150.2$ Oe; $H_{eff}^{calc}(04)=233{,}2$ Oe ($\gamma_{04}=10{,}68$)

$H_{eff}^{calc}(05)=315{,}7$ Oe ($\gamma_{05}=13{,}73$)

$\gamma_{01}=2.04$ от 18/VI плохо, см. уточнение расчета VIII.

Все эти calc-gap fields очень плохо согласуются с эксп. величиной $H_{eff}^{exp}=264$ Oe (вторая моды). для $2R=15$ мм при локальной схеме возбуждения (5 мм CPW). H_{eff}^{exp} можно получить с $\gamma_{04}=11.22$ и $d_1=17.94$, но как объяснить $n=4$ и такой pinning?

Взглянуть на интенсивности inductive-пиков и, очень желательно, на spatial distribution of modes measured by Kerr-FMR (Тамаки).

Надо понять симметрию $\vec{m}(\vec{\rho})$ для цилиндра (должен быть axial вклад).

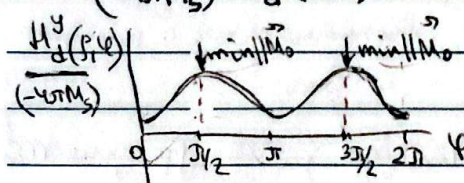
→ Видимо, высшие моды не могут быть описаны by $J_0(\gamma_{on}\frac{\rho}{R})$ а имеют аксиальную симметрию сост. дин. поля и $\vec{h}_\sim$ – rf поля внешнего возбуждения.

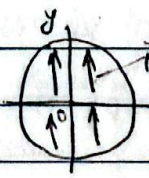
Только основная мода $\approx J_0(\gamma_{01}\frac{\rho}{R})$

Попробуем оправдать (найти) величину $f>0$ из интегрального уравнения для цилиндра.

Доп. аргумент против мод $J_0(\gamma_{on}\frac{\rho}{R})$ с $n\geq 2$ – величина дип. момента (он мал для $n=2,3,\dots$) работает лишь при uniform $\vec{h}_\sim$ excitation field.

Дип. поле → $\left(-\frac{1}{4\pi M_s}\right)H_d^y(\beta,\varphi)=I_0(\beta,\rho)+\cos 2\varphi\cdot I_2(\beta,\rho)$, $I_n(\beta,\rho)=\frac{1}{2}\int_0^\infty dt f(\beta t)J_1(t)J_n(t\frac{\rho}{R})$

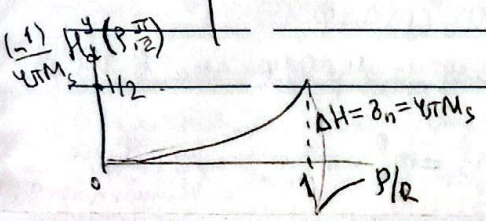




См. 25/VII

$I_0(\rho)>0\ \forall\rho$, $I_2(\rho)<0$.

$\left(-\frac{1}{4\pi M_s}\right)H_d^y(\rho,0)=I_0+I_2>0$(?)



Оценки $\begin{cases}J_0(x)+J_2(x)=\frac{2}{x}J_1(x) & \text{для } \varphi=0,\pi\\ J_0(x)-J_2(x)=2J_1'(x) & \text{для } \varphi=\pi/2,3\pi/2.\end{cases}$

$J_2(x)=\frac{2}{x}J_1(x)-J_0(x)$

Escaneado con CamScanner

Seagate
Business Diary
Date Notes

$J_2(t\frac{\rho}{R})$ очень мало вблизи центра диска, что приводит к малости $I_z(\beta,\rho) \Rightarrow H_d^y(\rho,\varphi) \sim I_0(\beta,\rho)$ имеет цилиндрич.-симметрию вблизи $\rho \approx 0$ ($\rho \neq 0$). Анализ (MCAD) показывает, что $I_2(\beta,\rho)$ можно пренебречь вплоть до $\rho = \frac{1}{2}R$ (!). И если pinning на краях слоя, то central part of dot с $\rho \le \frac{1}{2}R$ наиболее важна, там сконцентрирована $m_0(\rho,\varphi) \underset{\mu}{=} m_0(\rho)$ из-за радиальной симметрии $H_d^y(\rho,\varphi)$ при $\rho \le \frac{1}{2}R$.

Поэтому задача об определении вида основной СФ ~ радиально симметричной и „pinning" ее имеет смысл.

Эта задача для цилиндра была сформулирована еще 17/XII 99г.

$$S_\mu^z(\rho) = \lambda \int_0^R d\rho' \rho' g_{zz}^\mu(\rho,\rho') S_\mu^z(\rho'), \qquad g_{zz}^\mu(\rho,\rho') = \frac{4\pi}{L}\int_0^\infty dk\,(e^{-kL}-1)\,J_\mu(k\rho)J_\mu(k\rho')$$

$$g_{zz}(\vec{\rho},\vec{\rho}') = -\frac{4}{L}\sum_\mu \int_0^\infty dk\,(1-e^{-kL})\,J_\mu(k\rho)J_\mu(k\rho')\,e^{i\mu(\varphi-\varphi')}$$

Догадка (21/XII 99г.), что СФ имеют вид $J_\mu(\chi_{\mu\nu}\rho)$, где $\chi_{\mu\nu}$ определ. из магнитостат. гран. условий (не обменных).

Дин. намаг. $\mathbf{m}^\alpha(\rho,\varphi) = \sum_\mu m_\mu^\alpha(\rho)e^{i\mu\varphi}$, $\alpha = z,\rho,\varphi$.

След шаг для СФ цилиндра — 12/II 2000г.

Надо решить инт. ур. для $m_{\mu=0}^\rho(\rho) \to$ диск λ_ρ и для $m_{\mu=0}^z(\rho) = m_0^z(\rho) \to$ диск λ_z. Это в предположении радиально сим. мод.

Любопытно, что инт. ур. $\lambda_\rho m_0^\rho(\rho) = \int_0^R d\rho'\rho'\, g_0^{\rho\rho}(\rho,\rho')\, m_0^\rho(\rho')$ (*) для ρ-сим. mode of in-pl magnetized Cylinder

с $g_0^{\rho\rho}(\rho\rho') = -4\pi\int dk\, k\, f(kL)\, J_1(k\rho)J_1(k\rho')$ от 12/II 2000г совпадает с инт. ур. Vortex-dyn. от 21/I 02г., только 21/I смысл $\lambda \sim \omega^2$ другой и для saturated dot $m_x \sim$ константа, а не m_ρ.

Очевидно $m_0^\rho(\rho=0) = 0$, и $m_0^\rho \approx J_1(k_0\rho)$. Поэтому и pinning при $\rho = R$ для $m_0^\rho(\rho)$ промежуточный как для vortex radial modes. 15/II 00г. показано, что $\frac{\partial m_0^\rho}{\partial \rho}\Big|_{\rho=R} = 0$ не может выполняться, а наоборот все близко к strong pinning $m_\rho(\rho=R) \approx 0$.

Для радиально сим. моды ($\mu=0$) имеем (12/II 00г.) инт. ур. для $m_0^\rho(\rho)$ и $m_0^\rho(\rho) = 0$ (?), т.е. $m_0^x(\rho) = m_0^\rho\cos\varphi - m_0^\varphi\sin\varphi = m_0^\rho(\rho)\cos\varphi$ (?).

С другой стороны $m_\rho = m_x\cos\varphi + \underbrace{m_y}_{0,\text{т.к. }\vec{M}_0\parallel Oy}\sin\varphi = m_x\cos\varphi = \mu_\rho\cos\varphi$ как в JAP'00,

т.е. $m_x = \frac{m_\rho}{\cos\varphi}$. Ясно. Видно лишь, что $m_{\mu=0}^\rho = m_0^\rho$ и m_0^x — это $\mu=0$ Фурье-компоненты $\vec{m}(\vec{\rho})$.

Escaneado con CamScanner

Seagate
Business Diary

Date Notes

→ Ур. для m_z: $m_z(\vec\rho) = \lambda \int d^2\vec\rho'\, g_{zz}(\vec\rho,\vec\rho')\, m_z(\vec\rho')$

Для $m_z(\vec\rho) = m_z(\rho,\varphi) = m_z(\rho)$ – рад. сим. мод $\int d^2\rho' = \int d\rho'\rho' \int d\varphi'(..)$ оставшееся от $g_{zz}(\vec\rho,\vec\rho')$ лишь компоненту с $\mu = 0$. $m_z = m_0^z$ здесь.

т.е. $(**)$ $\lambda_z m_z(\rho) = \int_0^R d\rho'\rho'\, g^0_{zz}(\rho,\rho')\, m_z(\rho')$, $g^0_{zz}(\rho,\rho') = -\frac{4\pi}{L}\int dk\,(1-e^{-kL})\,J_0(k\rho)J_0(k\rho')$

Видно что СФ $m_0^\rho(\rho)$ и $m_0^z = m_z(\rho)$ – разные, $m_z(0) \neq 0$ в частности.

Дисп. частоты in-plane ($\parallel Oy$) magnetized dot (12/ПООг.):

$\frac{1}{\gamma^2}\omega_n^2 = (H + H_d^n - M_s\lambda_\rho^n)(H + H_d^n - M_s\lambda_z^n)$, $\lambda_{\rho_1}^n\ \lambda_z^n$ – спектр инт. операторов.

$\lambda_\rho m_\rho(\vec\rho) = \int d^2\vec\rho' \left[g_{\rho\rho} m_\rho(\vec\rho') + g_{\rho\varphi} m_\varphi(\vec\rho')\right]$ – общее определение.

Лишь для рад. сим. моды λ_ρ авл. СЗ $m_0^\rho(\rho)$. $\lambda_x = \lambda_\rho$ (12/ПООг.).

$(*)$ $\lambda_x m_x(\vec\rho) = \int d^2\vec\rho'\, G_{xx}(\vec\rho\vec\rho')\, m_x(\vec\rho')$, $m_y \equiv 0$.

Если здесь положить $m_x(\vec\rho) = m_x(\rho)$ и G_{xx} представить через $G_{\rho\rho}, G_{\rho\varphi}, G_{\varphi\varphi}$ и $\int d\varphi'(..)$, то должно получиться ур. $(*)$ для $m_0^\rho(\rho)$ – нет, нетак, см. 26/VI, рад. сим. $m_0^\rho(\rho)$ не соотв. $m_x(\rho)$.

$g^0_{zz}(\rho,\rho') = \left(-\frac{4\pi}{\beta}\right)\int_0^\infty dt \left[1 - e^{-\beta t}\right] J_0(t\rho) J_0(t\rho')$ $\rho \to \rho/R$ и $\lambda_z m_z(\rho) = \int_0^1 d\rho'\rho' g^0_{zz}(\rho\rho') m_z(\rho')$ –

– можно решить численно. $\beta = \frac{1}{75}$ и $\frac{1}{25}$.

Введем $\mu_z(\rho) = \sqrt{\rho}\, m_z(\rho)$ и $\hat g(\rho,\rho') = \sqrt{\rho\rho'}\, g^0_{zz}(\rho,\rho')$, тогда

$\lambda_z \mu_z(\rho) = \int_0^1 d\rho'\, \hat g(\rho,\rho')\mu_z(\rho')$ имеет сим. по $\rho \rightleftarrows \rho'$ ядро.

λ_z измер. в ед. $(-4\pi/\beta)$. $\tilde\lambda_z = \lambda_z\left(-\frac{\beta}{4\pi}\right)$

СФ-Разложение по „φ": $\begin{cases} m_z(\vec\rho) = m_0^z(\rho) + \sum_{\mu\neq 0} m_\mu^z e^{i\mu\varphi} \\ m_\rho(\rho,\varphi) = m_0^\rho(\rho) + \sum_{\mu\neq 0} m_\mu^\rho(\rho) e^{i\mu\varphi} \end{cases}$

Note:
И если дана рассм. радиально сим. моды с $\mu = 0$, то никуда не следует, что 1) $m_0^z(\rho) = m_0^\rho(\rho)$ или $m_0^z(\rho) = m_0^x(\rho)$ – одинаковые СФ ($Oy \parallel \vec M_0$), 2) $m_0^z(\rho) \sim J_0(\gamma_{0n}\rho/R)$, т.е. что моды есть ф. Бесселя, как мною было предположено в JAP '00. Ведь $J_m(\varkappa_{mn}\rho)e^{im\varphi}$ – это exchange СФ и диполь. приближения по ним недостаточно в общ. случае, тогда как для первых мод (exchange → 0) адекватным является разложение по магнитостат. СФ: $m_z(\rho,\varphi)$ и $m_x(\rho,\varphi)$ или $m_0^z(\rho)$, $m_0^x(\rho)$ в случае рад. симметрии. Похоже $m_0^z(\rho) \sim J_0(\varkappa\rho)$, а $m_0^{x,\rho}(\rho) \sim J_1(\varkappa\rho)$.

Escaneado con CamScanner

Seagate
Business Diary

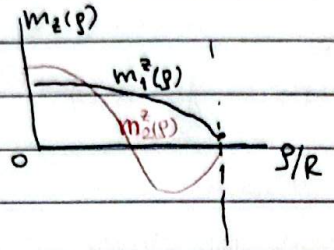
Date Notes

SW →

$m_z(\rho)$ из инт. ур.

25/VI Численное решение инт. ур. для $m_0^z(\rho)$ $(\lambda=0)$ of in-plane magnetized cylinder.

1) $\beta = \frac{1}{75}$, $N = 200$



$\frac{m_1^z(\rho=R)}{m_1^z(0)} = 0{,}0672$; $\frac{m_2^z(R)}{m_2^z(0)} = -0.0154$

$m_1^z(\rho)$ похожа на $J_0(\gamma \rho/R)$.

$\frac{m_1^z(R)}{m_1^z(0)} = J_0(\gamma) = 0{,}0672$ дает $\gamma \approx 2{,}278$,

что близко к fitting value $\gamma_{01} = 2.05$ от 18/VI.

Для второй моды $m_2^z(\rho) = J_0(\gamma_{02} \frac{\rho}{R})$, $m_2^z(\rho) = 0$ при $x = \frac{\rho}{R} = \frac{89.5}{200} = 0{,}447$

Решение $J_0(\gamma_{02} \cdot 0{,}447) = 0$ дает $\gamma_{02} = \frac{2.404}{0.447} = 5.38$, при том что strong pinning root is $\alpha_{02} = 5.52$. $J_0(\alpha_{02}) = 0$.

2) $\beta = 1/25$, $N = 200$ – картина СФ такая же как $\beta = 1/75$

$\frac{m_1^z(R)}{m_1^z(0)} = 8.58 \cdot 10^{-2}$, $\frac{m_2^z(R)}{m_2^z(0)} = -7.91 \cdot 10^{-2}$ – pinning ослаб

$\frac{m_1^z(R)}{m_1^z(0)} = J_0(\gamma)$ дает $\gamma_{01} = 2.244$, что значит. больше $\gamma_{01} = 1.81$ от 18/VI fitted

Для второй моды $m_2^z(\rho) = J_0(\gamma_{02} \frac{\rho}{R})$, $m_2^z(\rho) = 0$ при $x = \frac{\rho}{R} = \frac{97}{200} = 0{,}485$

или $J_0(\gamma_{02} \cdot 0{,}485) = 0$, $\gamma_{02} \cdot 0{,}485 = \alpha_{02} = 2{,}404 \rightarrow \gamma_{02} = 4.96$, при том что strong-pinning root is $\alpha_{02} = 5.52$. Решение $\frac{m_2^z(R)}{m_2^z(0)} = J_0(\gamma_{02}) = -7.91 \cdot 10^{-2}$ – уравнение при $\rho = R$ дает $\gamma_{02} = 5.29$. Нет смысла сравн. с pinning'ом от 18/VI т.к. там фактически $m_x(\rho) \sim J_0(\beta\rho)$, а здесь $m_z(\rho)$.

→ Но для расчет надо знать не только СФ $m_0^z(\rho)$ с радиальной сим., но и $m_0^\rho(\rho)$. Поэтому расчет of dip. Gap согласно JAP'00 (Емма-рар.) не проходит, ведь хотя $m_0^z \sim J_0(x\rho)$, $m_0^\rho(\rho) \sim J_1(x_1\rho)$, но надо $m_x(\rho) \sim J_0(x\rho)$ эти СФ разные и матричные элементы считаются иначе.

Вывод: рад. сим. СФ $m_z(\rho)$, $m_x(\rho) \sim J_0(\gamma \frac{\rho}{R})$ – худш. инт. ур. дают pinning больше, чем fitted γ по экс. точкам.

Видимо учет более точных СФ $m_{z,x}(\rho,\varphi)$ приводит к ослаблению эф. pinning, т.к. завис. от "φ" добавки к $m_{z,x}(\rho,\varphi)$ важны при $\rho \lesssim R$.

Escaneado con CamScanner

SW

Seagate

Business Diary

Date Notes

Для цилиндра $\begin{cases} m_x = m_\rho \cos\varphi - m_\varphi \sin\varphi \\ m_y = m_\rho \sin\varphi + m_\varphi \cos\varphi \end{cases}$, $m_\alpha = m_\alpha(\rho,\varphi)$, $\alpha = x,y,\rho,\varphi$.

по определению $m_y \equiv 0$ (т.к. $\vec{M}_0 \perp Oy$). Это дает $m_x(\rho,\varphi) = \frac{m_\rho(\rho,\varphi)}{\cos\varphi}$ и $m_\varphi(\rho,\varphi) = -\operatorname{tg}\varphi \cdot m_\rho(\rho,\varphi)$ – basic coordinates, см. JAP'00.

$\vec{M}_0 \perp Oy$

$$g_0^{\rho\rho} \to g_{\rho\rho}^0(\rho,\rho') = -4\pi \int_0^\infty dk\, k\, f(kL)\, J_1(k\rho) J_1(k\rho')$$

Для радиально сим. мод $m_0^z(\rho)$:

$$g_{zz}^0(\rho,\rho') = -\frac{4\pi}{L} \int_0^\infty dk\, (1 - e^{-kL})\, J_0(k\rho) J_0(k\rho')$$

УД:

$$\int d^2\vec{\rho}'\, \hat{G}(\vec{\rho},\vec{\rho}')\vec{m} = \int d^2\vec{\rho}' \begin{pmatrix} G_{xx}(\vec{\rho}\vec{\rho}') & 0 \\ 0 & G_{zz}(\vec{\rho},\vec{\rho}') \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_x(\rho') \\ m_z(\rho') \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \lambda_x m_x(\vec{\rho}) \\ \lambda_z m_z(\vec{\rho}) \end{pmatrix}$$

На диск. сф: $\int d^2\vec{\rho}'\, G_{xx}(\vec{\rho}\vec{\rho}') m_x(\vec{\rho}') = \lambda_x m_x(\vec{\rho}')$, и $\int d^2\vec{\rho}'\, G_{zz}(\vec{\rho},\vec{\rho}') m_z(\vec{\rho}') = \lambda_z m_z(\vec{\rho}')$

$$\left[\hat{N} - i\omega\hat{T} + H_d^y \hat{I} - M_s \hat{\Lambda}\right]\vec{m} = 0, \quad \vec{m} = \begin{pmatrix} m_x \\ m_z \end{pmatrix}, \quad \hat{\Lambda} = \begin{pmatrix} \lambda_x & 0 \\ 0 & \lambda_z \end{pmatrix}$$

λ_x, λ_z – с-з $\hat{G}_{xx}, \hat{G}_{zz}$ (eigenvalues)

$$[\dots] = D\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} - i\omega\begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} + \underset{(\vec{\rho})}{H_d}\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} - M_s\begin{pmatrix} \lambda_x & 0 \\ 0 & \lambda_z \end{pmatrix}$$

$$\cdot m_z(\vec{\rho}) \begin{cases} (D + H_d + M_s\lambda_x)\, m_x(\vec{\rho}) + i\omega\, m_z(\vec{\rho}) = 0 \\ -i\omega\, m_x(\vec{\rho}) + (D + H_d - M_s\lambda_z)\, m_z(\vec{\rho}) = 0 \end{cases}$$ каждой сф надписываю номер $m_z \to m_z^\ell$, $m_x \to m_x^{\ell'}$.

$\cdot m_x(\vec{\rho})$

и $\int d^2\vec{\rho}(\dots)$, $D \to H$.

Схема:

$$\begin{cases} \int d^2\vec{\rho}\,(H + H_d - M_s\lambda_x)\, m_z(\vec{\rho}) m_x(\vec{\rho}) + i\omega = 0 \\ -i\omega + \int d^2\vec{\rho}\,(H + H_d - M_s\lambda_z)\, m_x(\vec{\rho}) m_z(\vec{\rho}) = 0 \end{cases}, \quad \int m_{z,x}^2(\vec{\rho})\, d^2\vec{\rho} = 1 - \text{нормировка}.$$

Интеграл двух типов $I_{xz}^{\ell\ell'} = \int d^2\vec{\rho}\, m_x^{\ell'}(\vec{\rho}) m_z^\ell(\vec{\rho})$ и $\langle \ell | H_d^y | \ell' \rangle = \int d^2\vec{\rho}\, m_z^\ell(\vec{\rho}) H_d^y(\vec{\rho}) m_x^{\ell'}(\vec{\rho})$.

$\to \langle \ell | H_d^y | \ell' \rangle = H_d^{\ell\ell'}$

$$\left(I^{\ell\ell'}H + H_d^{\ell\ell'} - M_s\lambda_x I^{\ell\ell'}\right) + i\omega_{\ell\ell'} = 0$$

$$-i\omega_{\ell\ell'} + \left(I^{\ell\ell'}H + H_d^{\ell\ell'} - M_s\lambda_z I^{\ell\ell'}\right) = 0$$

$$\frac{1}{\gamma^2}\omega_{\ell\ell'}^2 = \left(I^{\ell\ell'}H + H_d^{\ell\ell'} - M_s\lambda_x I^{\ell\ell'}\right)\left(I^{\ell\ell'}H + H_d^{\ell\ell'} - M_s\lambda_z I^{\ell\ell'}\right)$$

Если бы сф $m_z^\ell(\vec{\rho})$ и $m_x^{\ell'}(\vec{\rho})$ были одинаковыми, то $I^{\ell\ell'} = \delta_{\ell\ell'}$

При $\beta \to 0$ $\lambda_x \to 0$, $\lambda_z \to -4\pi$.

Если ℓ и ℓ' соответ. рад.-сим. модам $m_0^z(\rho) = a \cdot J_0\left(\gamma_{0n}\frac{\rho}{R}\right)$, $m_0^\rho(\rho) = b\, J_1\left(\gamma_{1n}'\frac{\rho}{R}\right)$,

то $I_{00} = \int d^2\vec{\rho}\, ab\, J_0\left(\gamma_{0n}\frac{\rho}{R}\right) J_1\left(\gamma_{1n}'\frac{\rho}{R}\right) = 2\pi ab \int_0^\cdot d\rho\rho\, J_0\left(\gamma\frac{\rho}{R}\right) J_1\left(\gamma'\frac{\rho}{R}\right) =$

$= 2\pi ab R^2 \int_0^\cdot dx\, x\, J_0(\gamma x) J_1(\gamma' x)$ – не берется проф.

$$\frac{1}{\vec{a}^2} = \vec{a}^2 = \int_0^R d\rho\rho\, J_0^2\left(\gamma\frac{\rho}{R}\right) = R^2 \int_0^\cdot dx\, x\, J_0^2(\gamma x), \quad \vec{b}^2 = R^2 \int_0^\cdot dx\, x\, J_1^2(\gamma' x) = \frac{1}{\vec{b}^2}$$

Тогда Gap: $\frac{1}{\gamma^2}\omega_{00}^2(H=0) = \left(H_d^{00} - M_s\lambda_x I_{00}\right)\left(H_d^{00} - M_s\lambda_z I_{00}\right)$, Slope $= \gamma^2 4\pi M_s \left(I_{00}\right)^2$

может умножаться для γ_{eff}

Seagate
Business Diary

Date Notes

Можно иначе: Eq.(1) $\times m_x^{l'}(\vec{\rho})$, а Eq.(2) $\times m_z^{l}(\vec{\rho})$ и $\int d^2\vec{\rho}(\dots)$, $\int [m_z^l(\vec{\rho})]^2 d^2\vec{\rho} = 1$

Схема
$$\begin{cases} (H + H_d^{l'l'} - M_s\lambda_x^{l'}) + i\omega I^{ll'} = 0 \\ -i\omega I^{ll'} + (H + H_d^{ll} - M_s\lambda_z^{l}) = 0 \end{cases}$$

диагонализация блока 2×2

$$\frac{1}{\delta^2}\omega_{ll'}^2 = \frac{1}{I_{ll'}^2}\left[H + H_d^{l'l'} - M_s\lambda_x^{l'}\right]\left[H + H_d^{ll} - M_s\lambda_z^{l}\right], \quad H_d^{ll} = \int d^2\vec{\rho}\, H_d^{yy}(\rho)\left[m_z^l(\vec{\rho})\right]^2$$

Это схема расчета $\omega_{ll'}^2$, поэтому как надо $m_z(\vec{\rho}) = \sum_l a_z^l m_z^l(\vec{\rho})$ и разлож. $m_x(\vec{\rho}) = \sum a_x^{l'} m_x^{l'}(\vec{\rho})$ и записывать систему ур. для SW амплитуд a_z^l, $a_x^{l'l'}$ как в JAP'00. $l = (mn)$, $l' = (m'n')$, l, l' – число номера СФ G_{xx} и G_{zz}

но → К чему же надо знать λ_x и $m_x(\vec{\rho})$, а уравнения есть для λ_ρ и $m_\rho(\vec{\rho})$. Их связь неясна, несмотря на эвристику 12/II 00 г.

Ведь $m_{\mu=0}^{\rho}(\rho)$ не позволяет получить $m_x(\rho)$ как $\frac{m_0^\rho(\rho)}{\cos\varphi}$.

Видимо для получения акс. сим. $m_x(\rho)$ имеем $m_\rho(\rho,\varphi) = f(\rho)\cos\varphi$, тогда $\mu = 1$, а не 0". Может $m_x(\rho) \sim J_0(x\rho)$ и не такая плохая СФ? (как в JAP'00)

Инт. ур. $\lambda_x m_x(\vec{\rho}) = \int d^2\vec{\rho}'\, G_{xx}(\vec{\rho},\vec{\rho}')\, m_x(\vec{\rho}')$

Допустим, что все наши СФ осн. состояния $m_x(\rho)$ – радиально сим.

$$\int d^2\vec{\rho}'\, G_{xx}\, m_x(\vec{\rho}') = \int d\rho'\rho'\left[\int d\varphi' G_{xx}(\vec{\rho},\vec{\rho}')\right] m_x(\rho')$$

→ Надо найти $g_{xx}(\rho,\rho') = \int d\varphi' G_{xx}(\vec{\rho},\vec{\rho}')$ и показать, что она не $F(\varphi)$.

Ищем этот возникающий интеграл как 18/I, где $\varphi_0 = 0$, $u(\rho) = m_x(\rho)$.

и $m_\rho = m_x\cos\varphi$, $m_\varphi = -m_x\sin\varphi$, $m_y = 0$.

$$G_{xx}(\vec{\rho}\vec{\rho}') = \cos\varphi'\left[-\sin\varphi\, G_{\varphi\rho} + \cos\varphi\cdot G_{\rho\rho}\right] + \sin\varphi'\left[\sin\varphi\, G_{\rho\varphi} - \cos\varphi\cdot G_{\rho\rho}\right]$$

$$G_{\varphi\rho}(\vec{\rho}\vec{\rho}') = (-i)\sum_\mu \mu e^{i\mu(\varphi-\varphi')} b_\mu(\rho\rho'); \quad G_{\rho\varphi}(\vec{\rho}\vec{\rho}') = i\sum_\mu \mu e^{i\mu(\varphi-\varphi')} b_\mu(\rho,\rho')$$

$$G_{\rho\rho}(\vec{\rho}\vec{\rho}') = \sum_\mu e^{i\mu(\varphi-\varphi')} c_\mu(\rho\rho'); \quad G_{\varphi\varphi}(\vec{\rho}\vec{\rho}') = \sum_\mu \mu^2 e^{i\mu(\varphi-\varphi')} a_\mu(\rho\rho')$$

Все коэфф. (20/I) симметричны $a_\mu = a_{-\mu}$, $b_\mu = b_{-\mu}$, $c_\mu = c_{-\mu}$ по μ.

$$\int_0^{2\pi} d\varphi' \cos\varphi' G_{\varphi\rho} = +2\pi\sin\varphi\cdot b_1(\rho\rho'); \quad \int_0^{2\pi} d\varphi' \sin\varphi' G_{\varphi\varphi} = 2\pi\sin\varphi\cdot a_1(\rho\rho')$$

$$\int_0^{2\pi} d\varphi' \sin\varphi' G_{\rho\varphi} = 2\pi\cos\varphi\cdot b_1(\rho\rho'); \quad \int_0^{2\pi} d\varphi' \cos\varphi' G_{\rho\rho} = 2\pi\cos\varphi\cdot c_1(\rho\rho')$$

Escaneado con CamScanner

26/VI SW

Seagate
Business Diary

Date 2π Notes

$$\int_0^{2\pi} d\varphi' G_{xx}(\vec{\rho},\vec{\rho}') = -\sin\varphi \cdot 2\pi \sin\varphi\, b_1(\rho\rho) + \cos\varphi \cdot 2\pi\cos\varphi\, c_1 + \sin\varphi\, 2\pi\sin\varphi\, a_1 -$$
$$- \cos\varphi \cdot 2\pi\cos\varphi\, b_1(\rho\rho') = 2\pi\left[\cos^2\varphi\,(c_1 - b_1(\rho\rho')) + \sin^2\varphi\,(a_1 - b_1(\rho'\rho))\right] = f(\varphi)?$$

Вернусь к проблеме от 20/I:

должно быть $c_1(\rho\rho') - b_1(\rho\rho') = a_1(\rho\rho') - b_1(\rho'\rho)$, но это не выполн. Надо искать ошибку 20/I, см. 26/VI, ошибки нет, $\int d\varphi' G_{xx}$ зависит от φ".

→ ведь тогда $\int d\varphi' G_{xx}(\vec{\rho},\vec{\rho}') = 2\pi\left[c_1(\rho\rho') - b_1(\rho\rho')\right]$ не зависит от ρ",

Если ошибки 20/I нет, то никогда $m_x(\rho)$ – рад. сим. не проходит.

Должно $\int \vec{h}\cdot\vec{m}\, d^2\vec{\rho} = h_x^x \cdot \int d^2\vec{\rho}\, m_x(\vec{\rho}) \neq 0$ для возбуждения, это невозможно если $m_x(\vec{\rho},\varphi) \sim \cos\mu\varphi$ или $\sin\mu\varphi$.

$$\sum_\mu \mu b_\mu e^{i\mu\Phi} = \sum_{\mu<0}(\cdot) + \sum_{\mu>0}(\cdot) = \left|\begin{matrix}\mu\to-\mu\\ \text{в 1-сумме}\end{matrix}\right| = -\sum_{\mu>0}\mu b_{-\mu}e^{-i\mu\Phi} + \sum_{\mu>0}\mu b_\mu e^{i\mu\Phi} =$$
$$= \left|b_{-\mu}=b_\mu\right| = \sum_{\mu>0}\mu b_\mu\left[e^{i\mu\Phi} - e^{-i\mu\Phi}\right] = 2i\sum_{\mu>0}\mu b_\mu \sin\mu\Phi$$

$$\sum_\mu e^{i\mu\Phi} c_\mu = c_0 + \sum_{\mu<0}(\cdot) + \sum_{\mu>0}(\cdot) = c_0 + \sum_{\mu>0} c_{-\mu}e^{-i\mu\Phi} + \sum_{\mu>0} c_\mu e^{i\mu\Phi} = c_0 + \sum_{\mu>0} c_\mu \cos\mu\Phi$$

$$G_{\varphi\rho}(\vec{\rho}\vec{\rho}') = 2\sum_{\mu>0}\mu b_\mu(\rho'\rho)\sin\mu(\varphi-\varphi'); \quad G_{\rho\varphi}(\vec{\rho}\vec{\rho}') = -2\sum_{\mu>0}\mu b_\mu(\rho\rho')\sin\mu(\varphi-\varphi')$$

$$G_{\rho\rho}(\vec{\rho}\vec{\rho}') = c_0(\rho\rho') + 2\sum_{\mu>0} c_\mu(\rho\rho')\cos\mu(\varphi-\varphi');$$

$$G_{\varphi\varphi}(\vec{\rho}\vec{\rho}') = 2\sum_{\mu>0}\mu^2 a_\mu(\rho\rho')\cos\mu(\varphi-\varphi')$$

26/VI Надо проверить вывод $G_{xx}(\vec{\rho},\vec{\rho}')$ и $\int_0^{2\pi} d\varphi' G_{xx}(\vec{\rho},\vec{\rho}')$ в частности. Необходимо доказать опер. тождества

D. Mills: $\frac{\partial}{\partial x} + i\frac{\partial}{\partial y} = e^{i\varphi}\left(\frac{\partial}{\partial\rho} - \frac{i}{\rho}\frac{\partial}{\partial\varphi}\right)$, $\frac{\partial}{\partial x} - i\frac{\partial}{\partial y} = e^{-i\varphi}\left(\frac{\partial}{\partial\rho} + \frac{i}{\rho}\frac{\partial}{\partial\varphi}\right)$

Проблема в том, что G_{xx}, x – декартова координата и $G_{xx} \sim \frac{\partial}{\partial x}\frac{\partial}{\partial x'}\frac{1}{|r-r'|}$, а $\frac{1}{|r-r'|}$ удобно представлять и диф-ть в цил. координатах ρ,φ.

$$\frac{\partial}{\partial x} = \mathrm{Re}\, e^{i\varphi}\left(\frac{\partial}{\partial\rho} - \frac{i}{\rho}\frac{\partial}{\partial\varphi}\right) = \mathrm{Re}\left(\cos\varphi + i\sin\varphi\right)\left(\frac{\partial}{\partial\rho} - \frac{i}{\rho}\frac{\partial}{\partial\varphi}\right) =$$
$$= \cos\varphi\frac{\partial}{\partial\rho} + \frac{\sin\varphi}{\rho}\frac{\partial}{\partial\varphi}; \quad \frac{\partial}{\partial x} = (\vec{e}_x\cdot\nabla) = \left(\vec{\rho}\cos\varphi - \vec{\varphi}\sin\varphi\right)\cdot\left(\vec{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho} + \vec{\varphi}\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\varphi}\right) =$$
$$= \cos\varphi\cdot\frac{\partial}{\partial\rho} - \frac{\sin\varphi}{\rho}\frac{\partial}{\partial\varphi} - \text{лучше}.$$

$$\frac{\partial}{\partial x}\frac{\partial}{\partial x'} = \left(\cos\varphi\frac{\partial}{\partial\rho} - \frac{\sin\varphi}{\rho}\frac{\partial}{\partial\varphi}\right)\left(\cos\varphi'\frac{\partial}{\partial\rho'} - \frac{\sin\varphi'}{\rho'}\frac{\partial}{\partial\varphi'}\right) = \cos\varphi\cos\varphi'\frac{\partial}{\partial\rho}\frac{\partial}{\partial\rho'} -$$
$$- \cos\varphi\sin\varphi'\frac{1}{\rho'}\frac{\partial}{\partial\varphi'}\frac{\partial}{\partial\rho} - \sin\varphi\cos\varphi'\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\varphi}\frac{\partial}{\partial\rho'} + \sin\varphi\sin\varphi'\frac{1}{\rho\rho'}\frac{\partial}{\partial\varphi}\frac{\partial}{\partial\varphi'}$$

Escaneado con CamScanner

Seagate
Business Diary

Date Notes

Согласно обычному определению $G_{\alpha\beta}(\vec{r}\vec{r}') = -\frac{1}{4}\left\langle (\nabla_z)_\alpha (\nabla_{z'})_\beta \frac{1}{|z-z'|} \right\rangle_{zz'}$

получим для $G_{xx}(\vec{r}\vec{r}')$ формулу из JAP'00, с учетом

$\nabla_z = \left(\frac{\partial}{\partial\rho}, \frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\varphi}, \frac{\partial}{\partial z}\right)$.

А не получится ли дело $\varphi \to -\varphi$, $\varphi' \to -\varphi'$ в $G_{xx}(\vec{r}\vec{r}')$ - определенно.

Тогда $G_{xx}(\vec{r}\vec{r}') = \cos\varphi' \left[\sin\varphi\, G_{\varphi\rho} + \cos\varphi\, G_{\rho\rho}\right] + \sin\varphi' \left[\sin\varphi\, G_{\varphi\varphi} + \cos\varphi\, G_{\varphi\rho}\right]$

Тогда надо рассм. $C_1 + B_1(\rho\rho') = a_1 + B_1(\rho'\rho)$ $\overset{?}{=}$ см. 20/I

$\to a_1(\rho\rho') + b_1(\rho'\rho) = -\frac{2}{\rho\rho'}\int\frac{dk}{k} f\, J_1(k\rho) J_1(k\rho') + \frac{1}{\rho}\int dk f \left[J_0(k\rho) - J_2(k\rho')\right] J_1(k\rho) =$

$= \frac{1}{\rho}\int dk f\, J_1(k\rho)\left[-\frac{2}{x'} J_1(x') + J_0(k\rho') - J_2(k\rho')\right] = \left|\, J_0 + J_2 = \frac{2}{x} J_1 \,\right| =$

$= -\frac{2}{\rho}\int dk f\, J_1(k\rho)\, J_2(k\rho')$

$\to C_1(\rho\rho') + B_1(\rho\rho') = (-2)\int\frac{dk}{k} f \frac{\partial J_1(k\rho)}{\partial\rho}\left[\frac{\partial J_1(k\rho')}{\partial\rho'} - \frac{1}{\rho'} J_1(k\rho')\right]$

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

$\to C_1 + B_1(\rho\rho') = (-2)\int dk f \frac{\partial J_1(k\rho)}{\partial\rho}(-1) J_2(k\rho') = 2\int dk f \frac{\partial J_1(k\rho)}{\partial\rho} J_2(k\rho')$

Ничего не сравн. с 20/I не изменилось, только $J_0(k\rho') \to J_2(k\rho')$.

Причина где-то глубже.

10/XII 99г. было записано соотношение для диаг. м.эл. ФТ:

$$Q^{mn}_{mn} + 2P^{mn}_{mn} = -1, \quad Q^\ell_\ell = \langle \ell | G_{zz} | \ell \rangle, \quad P^\ell_\ell = \langle \ell | G_{xx} | \ell \rangle$$

$$G_{xx}(\vec{r}\vec{r}') + G_{yy}(\vec{r}\vec{r}') + G_{zz}(\vec{r}\vec{r}') = -4\pi\delta(\vec{r}-\vec{r}')$$

и пусть $u_\ell(\vec{\rho})$ некая ортонорм. система функций

$$P^\ell_\ell = \frac{1}{4\pi}\langle \ell | G_{xx} | \ell \rangle = \frac{1}{4\pi}\int d^2\vec{\rho}\, d^2\vec{\rho}'\, u_\ell(\vec{\rho})\, G_{xx}(\vec{\rho}\vec{\rho}')\, u^*_\ell(\vec{\rho}')$$

$Q^\ell_\ell = \frac{1}{4\pi}\langle \ell | G_{zz} | \ell \rangle$ и $O^\ell_\ell = \langle \ell | G_{yy} | \ell \rangle \frac{1}{4\pi} \to P^\ell_\ell + O^\ell_\ell + Q^\ell_\ell = -1$

Представим $u_\ell(\vec{\rho}) = u_\ell(\rho,\varphi) = \sum_\mu u^\mu_\ell(\rho) e^{i\mu\varphi}$ — разложение в ряд Фурье по φ.

$$P^\ell_\ell = \frac{1}{4\pi}\int d\rho\rho \int d\rho'\rho' \int d\varphi\, d\varphi' \left[-\frac{1}{\pi}\int d^2\vec{k}\, f(kL)\cos^2\varphi_k\, e^{i\vec{k}(\vec{\rho}-\vec{\rho}')}\right] \sum_{\mu\mu'} u^\ell_\mu(\rho) u^{\ell *}_{\mu'}(\rho') e^{i\mu\varphi} e^{i\mu'\varphi'}$$

$$\int d\varphi\, e^{i\vec{k}\vec{\rho}} e^{i\mu\varphi} = \int_0^{2\pi} d\varphi\, e^{ik\rho\cos(\varphi-\varphi_k)} e^{i\mu\varphi} = 2\pi i^\mu e^{i\mu\varphi_k} J_\mu(k\rho)$$

$$P^\ell_\ell = \frac{1}{4\pi}\int d\rho\rho\, d\rho'\rho' \left(\frac{1}{\pi}\right)\int d^2\vec{k} f \cos^2\varphi_k \sum_{\mu\mu'} u^\mu_\ell(\rho) u^{\mu' *}_\ell(\rho') \cdot 2\pi i^\mu e^{i\mu\varphi_k} J_\mu(k\rho)\, 2\pi i^{-\mu'} e^{-i\mu'\varphi_k} J_{\mu'}(k\rho') =$$

$$I_{\mu\ell} \equiv \int d\rho\rho\, u^\mu_\ell(\rho) J_\mu(k\rho) \cdot i^\mu e^{i\mu\varphi_k} = I_{\mu\ell}(\vec{k})$$

$$P_{\ell\ell} = -\frac{1}{4\pi^2} 4\pi^2 \int d^2\vec{k} f(kL)\cos^2\varphi_k \sum_{\mu\mu'} I_{\mu\ell}(\vec{k})\, I^*_{\mu'\ell}(\vec{k}) = -\int d^2\vec{k} f(kL)\cos^2\varphi_k \sum_{\mu\mu'} I_{\mu\ell}(\vec{k}) I^*_{\mu'\ell}(\vec{k})$$

Escaneado con CamScanner

Date Notes

Эксп. схема

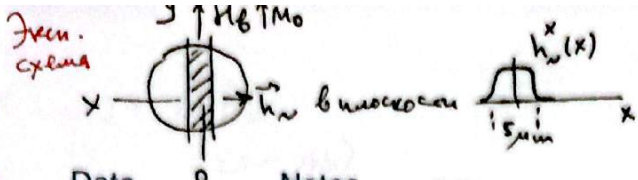


схема локального возбуждения (CPW-S/m) диска с $D = 15$ μm.

$\vec{h}_\nu \approx (h_\nu^x, 0, 0)$ и h_ν^x не зависит от "y".

$$\sum_{\mu\mu'} a_\mu a^*_{\mu'} = \sum_\mu a_\mu \cdot (a_\mu)^* = \left|\sum_\mu a_\mu\right|^2$$

$$P_{\ell\ell} = -\int d^2\vec{k}\, f(kL)\cos^2\varphi_k \left|\sum_\mu I_{\mu\ell}(\vec{k})\right|^2, \quad Q_\ell^\ell = -\int d^2\vec{k}\, f \sin^2\varphi_k \left|\sum_\mu I_{\mu\ell}(\vec{k})\right|^2$$

(обобщают Eq. (9) из JAP'00 (+ a_μ одно μ", но явно зависимость от φ как $\varphi_m(\varphi)$).

$$I_{\mu\ell}(\vec{k}) = i^\mu e^{i\mu\varphi_k} \int d\rho\, \rho\, u_\ell^\mu(\rho) J_\mu(k\rho), \text{ где } u_\ell(\vec{\rho}) - \text{общий}.$$

$$I_{\mu\ell}(\vec{k}) = I_{\mu\ell}(k, \varphi_k), \quad I_{\mu\ell}(k, \varphi_k + \pi/2) = i^\mu e^{i\mu(\varphi_k + \pi/2)}(-1) = e^{i\mu\pi/2} I_{\mu\ell}(k, \varphi_k)$$

$$e^{i\mu\pi/2} = |\mu - \text{целое}| = \cos\mu\tfrac{\pi}{2} + i\sin\mu\pi/2 \text{ ???}$$

$$F(\varphi_k) = \left|\sum_\mu I_{\mu\ell}(k, \varphi_k)\right|^2 = \sum_{\mu\mu'} I_{\mu\ell}(\varphi_k)\, I^*_{\mu'\ell}(\varphi_k)$$

и не равно $F(\varphi_k)$

$$\to F(\varphi_k + \pi/2) = \sum_{\mu\mu'} e^{i\mu\pi/2} I_{\mu\ell}(\varphi_k)\, e^{-i\mu'\pi/2} I^*_{\mu'\ell}(\varphi_k) = \sum_{\mu\mu'} e^{i(\mu-\mu')\frac{\pi}{2}} I_{\mu\ell}(\varphi_k) I^*_{\mu'\ell}(\varphi_k)$$

Вот если бы по "μ" было одно слагаемое, то замена $\varphi_k \to \varphi_k + \pi/2$ в Q_ℓ^ℓ с учетом $F(\varphi_k + \pi/2) = F(\varphi_k)$, $\sin^2\varphi_k \to \cos^2\varphi_k$ давала бы $Q_\ell^\ell = P_\ell^\ell$ как $1/\sqrt{11}$ ФЗ.

И было бы $2P_\ell^\ell + Q_\ell^\ell = -1$, что позволило бы считать только Q_ℓ^ℓ для расчета задач.

Тогда $\left|\sum_\mu I_{\mu\ell}(\vec{k})\right|^2 \to |I_{\mu\ell}(\vec{k})|^2$ – не зависел бы от φ_k.

→ Точнее было бы одно $|\mu|$, $\sin|\mu|\varphi$, $\cos|\mu|\varphi$ с $\mu = \pm|\mu|$ допустимы.

Если допустить, что $u_\ell(\vec{\rho}) = u_\ell(\rho)$ – радиально сим., т.е. $\mu = 0$

то $I_{0\ell}(k) = \int_0^R d\rho\, \rho\, u_\ell(\rho) J_0(k\rho) \neq 0$ и $2P_\ell^\ell + Q_\ell^\ell = -1$ выполняется.

Пусть $u_\ell(\rho)$ есть система СФ $G_{zz}(\rho, \rho')$, $Q_\ell^\ell = \frac{1}{4\pi}\langle\ell|G_{zz}|\ell\rangle$ известно

$P_\ell^\ell = -\frac{1}{2}(1 + Q_\ell^\ell)$ и можно не считать явно $P_\ell^\ell = \frac{1}{4\pi}\langle\ell|G_{xx}|\ell\rangle$ → сразу имеем ω_ℓ^2.

$u_n^x(\rho) = \sum_\ell a_\ell^n u_\ell(\rho)$, $u_n^z(\rho) = \sum_\ell b_\ell^n u_\ell(\rho)$ и P_ℓ^ℓ считаем в диагональном приближении по СФ G_{zz} $u_\ell(\rho)$. Это приближение явно точное для G_{zz} угла, но для угла G_{xx} надо показать, что $u_n^x(\rho)$ хоть похожи на $u_\ell^z(\rho)$.

Т.е. СФ G_{xx} надо знать хотя бы для оценки точности диаг. расчета по СФ G_{zz} – $u_\ell(\rho)$.

По определ. $G_{xx}(\vec{\rho}, \vec{\rho}') = -\frac{1}{\pi}\int d^2\vec{k}\, f(kL)\cos^2\varphi_k\, e^{i\vec{k}(\vec{\rho}-\vec{\rho}')}$

$$\int d\varphi' G_{xx}(\vec{\rho}\vec{\rho}') = -\frac{1}{\pi}\int d^2\vec{k}\, f\cos^2\varphi_k\, e^{i\vec{k}\vec{\rho}} \int_0^{2\pi} d\varphi' e^{-ik\rho'\cos(\varphi'-\varphi_k)} = -\frac{1}{\pi}\int d^2\vec{k}\, f\cos^2\varphi_k\, e^{-i\vec{k}\vec{\rho}}\, 2\pi J_0(k\rho')$$

$$\int d\varphi\, d\varphi' G_{xx}(\vec{\rho}\vec{\rho}') = -\frac{1}{\pi}\int d^2\vec{k}\, f\cos^2\varphi_k\, (2\pi)^2 J_0(k\rho) J_0(k\rho'), \quad \int_0^{2\pi} d\varphi_k \cos^2\varphi_k = \pi$$

$$\to \frac{1}{(2\pi)^2}\int d\varphi\, d\varphi' G_{xx}(\vec{\rho}\vec{\rho}') = -\int dk\, k\, f(kL) J_0(k\rho) J_0(k\rho'), \text{ сравн. с } g_{zz}^0(\rho, \rho') = -\frac{4\pi}{L}\int dk \left[1 - e^{-kL}\right] \cdot$$

$$\cdot J_0(k\rho) J_0(k\rho')$$

$$\frac{1}{(2\pi)^2}\int d\varphi\, d\varphi' G_{yy}(\vec{\rho}\vec{\rho}') = -\int dk\, k\, f(kL) J_0(k\rho) J_0(k\rho')$$

Escaneado con CamScanner

Seagate

Business Diary

Date Notes

$\int d\varphi_k = 2\pi$

$\frac{1}{(2\pi)^2}\int d\varphi\, d\varphi'\, G_{zz}(\vec{\rho}\vec{\rho}') = -\frac{1}{\pi}\int d\varphi\, d\varphi' \int d^2\vec{k}\,[1-f]\, e^{i\vec{k}\rho} e^{-i\vec{k}\rho'} = -\frac{1}{\pi}\int d^2\vec{k}\,[1-f]\, J_0(k\rho)J_0(k\rho') =$

$= -2\int dk\, k\,[1-f(kL)]\, J_0(k\rho)\, J_0(k\rho')$

$1-f(x) = 1-\left[1-\frac{1}{x}(1-e^{-x})\right] = \frac{1}{x}(1-e^{-x}),\quad x = kL$

$\frac{1}{(2\pi)^2}\int d\varphi\, d\varphi'\, G_{zz}(\vec{\rho}\vec{\rho}') = -\frac{2}{L}\int dk\,[1-e^{-kL}]\, J_0(k\rho)J_0(k\rho') = \frac{1}{2\pi} g^0_{zz}(\rho\rho')$

$\frac{1}{(2\pi)^2}\left[\int d\varphi\, d\varphi' G_{xx}(\vec{\rho}\vec{\rho}') + \int d\varphi\, d\varphi' G_{yy}(\vec{\rho}\vec{\rho}') + \int d\varphi\, d\varphi' G_{zz}(\vec{\rho}\vec{\rho}')\right] =$

$= -2\int dk\, k\, f\, J_0 J_0 - 2\int dk\, k\,[1-f]\, J_0 J_0 = -2\int_0^\infty dk\, k\, J_0(k\rho)J_0(k\rho') = -2\cdot\frac{1}{\rho}\delta(\rho-\rho')$

Верно, $Sp\, G_{\alpha\beta}(\vec{\rho}_1\vec{\rho}') = G_{xx}(\vec{\rho}\vec{\rho}') + \ldots = -4\pi\delta(\vec{\rho}-\vec{\rho}') = -\frac{4\pi}{\rho}\delta(\rho-\rho')\delta(\varphi-\varphi')$

$\frac{1}{(2\pi)^2}\int d\varphi\, d\varphi'\, \delta(\varphi-\varphi') = \frac{1}{(2\pi)^2}\int d\varphi = \frac{2\pi}{(2\pi)^2} = \frac{1}{2\pi}$, это и надо

Найдем $\int d\varphi' G_{xx}(\vec{\rho}\vec{\rho}') = -2\int d^2\vec{k}\, f(kL)\cos^2\varphi_k\, e^{i\vec{k}\vec{\rho}}\, J_0(k\rho')$

$\int d\varphi_k \cos^2\varphi_k\, e^{i\vec{k}\vec{\rho}} = \int d\varphi_k \frac{1}{2}(1+\cos 2\varphi_k)\, e^{i\vec{k}\vec{\rho}} = \frac{1}{2}\int d\varphi_k\left[1+\frac{1}{2}e^{i2\varphi_k}+\frac{1}{2}e^{-i2\varphi_k}\right] e^{ik\rho\cos(\varphi-\varphi_k)} =$

$= \frac{2\pi}{2}\left[J_0(k\rho) + \frac{1}{2}i^2 e^{i2\varphi} J_2(k\rho) + \frac{1}{2}i^{-2}e^{-i2\varphi}J_2(k\rho)\right] =$

$= \pi\left[J_0(k\rho) + \frac{(-1)}{2}J_2(k\rho)\left(e^{i2\varphi}+e^{-i2\varphi}\right)\right] = \pi\left[J_0(k\rho) - J_2(k\rho)\cos 2\varphi\right]$

Надо дне → $\int d\varphi' G_{xx}(\vec{\rho}\vec{\rho}') = -2\pi\int dk\, k\, f(kL)\left[J_0(k\rho) - J_2(k\rho)\cos 2\varphi\right] J_0(k\rho')$!

↑ сделать $\int d\varphi\, d\varphi' G_{xx}(\vec{\rho}\vec{\rho}') = -(2\pi)^2\int dk\, k\, f(kL) J_0(k\rho) J_0(k\rho')$ — верно.

G_{xx}-сеф могут быть одним с G_{zz} — вид ядра говорит это

25/VI было исправлено $\frac{1}{2\pi}\int d\varphi' G_{xx}(\vec{\rho}\vec{\rho}') = \cos^2\varphi\underbrace{\left[C_1 - B_1(\rho\rho')\right]}_{(1)} + \sin^2\varphi\underbrace{\left[a_1 - B_1(\rho'\rho)\right]}_{(2)} =$

$= \frac{1}{2}(1+\cos 2\varphi)(1) + \frac{1}{2}(1-\cos 2\varphi)(2) = \frac{1}{2}\left[C_1 + a_1 - B_1(\rho\rho') - B_1(\rho'\rho)\right] +$

$+ \frac{1}{2}\cos 2\varphi\left[C_1 - a_1 - B_1(\rho\rho') + B_1(\rho'\rho)\right]$

$C_1 + a_1 - B_1(\rho\rho') - B_1(\rho\rho') = -2\int\frac{dk}{k} f(\ldots) = (-2)\int dk\, f\,\frac{\partial J_1(k\rho)}{\partial\rho} J_0(k\rho') +$

$+(-2)\frac{1}{\rho}\int dk\, f\, J_1(k\rho) J_0(k\rho') = -2\int dk\, f\, J_0(k\rho')\, k\left[\underbrace{\frac{\partial J_1(x)}{\partial x} + \frac{1}{x}J_1(x)}_{J_0(x)}\right] =$

$= (-2)\int dk\, k\, f(kL)\, J_0(k\rho) J_0(k\rho')$

$C_1 - a_1 - B_1(\rho\rho') + B_1(\rho'\rho) = -2\int dk\, k\, f\, J_0(k\rho')\left[\underbrace{\frac{\partial J_1(x)}{\partial x} - \frac{1}{x}J_1(x)}_{-J_2(x)}\right] =$

$= +2\int dk\, k\, f(kL)\, J_2(k\rho)\, J_0(k\rho')$

$\frac{1}{2\pi}\int d\varphi' G_{xx}(\vec{\rho}\vec{\rho}') = -\int dk\, k\, f\, J_0(k\rho) J_0(k\rho') + \cos 2\varphi\int dk\, k\, f\, J_2(k\rho) J_0(k\rho') =$

$= -\int dk\, k\, f\, J_0(k\rho')\left[J_0(k\rho) - \cos 2\varphi\cdot J_2(k\rho)\right]$, это совпадает с сеф. расчетом.

надо $\int d\varphi(\ldots)$.

→ Вывод: оба расчета 20/I и 25/VI верны,

Escaneado con CamScanner

Seagate

Business Diary

27-28/VI

Date Notes

$$\frac{1}{2\pi}\int d\varphi' G_{xx}(\vec{\rho}\vec{\rho}') = -\int dk\, k f(kL) J_0(k\rho') \left[J_0(k\rho) - J_2(k\rho)\cos 2\varphi\right]$$

$$\left(\frac{-1}{4\pi M_s}\right) H_d^y(\rho,\varphi) = \frac{1}{2}\int dt\, f(\beta t) J_1(t)\left[J_0\left(t\frac{\rho}{R}\right) + J_2\left(t\frac{\rho}{R}\right)\cos 2\varphi\right]$$

$(\vec{M}_0 \| Oy)$

— отличные зависимости от φ.

Инт. ур. $\lambda_x m_x(\vec{\rho}) = \int d\rho' \rho' \int d\varphi' G_{xx}(\vec{\rho},\vec{\rho}') m_x(\vec{\rho}')$, $\lambda_z m_z(\vec{\rho}) = \int d^2\vec{\rho}' G_{zz} m_z(\vec{\rho}')$

нужно решить н/ч $\beta \ll 1$ и стараться избежать усреднения по „φ" или выйти за пределы применимости радиально-сим. мод.

27/VI → Переделывание Comment-PRL по MPD-vortex с новостями. Включение сущности моего Pre-Publ. Approval for Comment (не подписан Chantrell, но есть отзыв Andreasa), APL paper (int. review by Andreas and Heijden - ждем), Noise-Abs. (?), SW-Rectan. Abstract (Сам нашел 2 статьи, Zhou и Veerdonk (Chain)). Объяснил свои SW-расчеты to Hong Zhou.

→ Редактирование, сокращение Abstract со Славиным по SW-rectan.

Ядро в k-представлении $\Lambda_\mu(k,k') = \int_0^R d\rho\,\rho\, J_\mu(k\rho) J_\mu(k'\rho)$

$\forall\mu$ или $\frac{R}{L}\to\infty$ $\Lambda_\mu(k,k') = \frac{2}{\pi}\frac{\sin(k-k')R}{(k^2-k'^2)} \simeq \frac{1}{k}\delta(k-k')$

$$\lambda_z^\mu m_z^\mu = \int_0^R d\rho'\rho' g_{zz}^\mu(\rho,\rho') m_z^\mu(\rho'), \quad m_z(\rho,\varphi) = \sum_\mu \underset{(\rho)}{m_z^\mu} e^{i\mu\varphi}.$$

$$g_{zz}^\mu(\rho,\rho') = -\frac{4\pi}{L}\int dk \left[1 - e^{-kL}\right] J_\mu(k\rho) J_\mu(k\rho')$$

Расчет → Статич. дип. field H_d^y

28/VI Из-за быстрых убывающих функций найдем $I_0(\beta,\rho)$ и $I_2(\beta,\rho)$ аналитически, хотя для $\beta \ll 1$ ($\rho \to 1$). Эти интегралы плохо сходятся н/ч $\rho \to 1-0$, надо брать большие t_{max}

→ $I_0(\beta,\rho) = \frac{1}{2}\int_0^\infty dt\, f(\beta t) J_1(t) J_0(t\rho)$, $I_2(\beta,\rho) = \frac{1}{2}\int_0^\infty dt\, f(\beta t) J_1(t) J_2(t\rho)$

$$I_+(\beta,\rho) = I_0(\beta,\rho) + I_2(\beta,\rho) = \frac{1}{2}\int dt f J_1(t)\left[J_0(t\rho) + J_2(t\rho)\right] = \frac{1}{\beta}\int_0^\infty dt f(\beta t)\frac{J_1(t)}{t} J_1(t\rho)$$

$$\int_0^\infty dt\, J_1(t) J_0(t\rho) = \begin{cases} 1, & \rho<1 \\ 1/(\rho), & \rho=1 \\ 0, & \rho>1 \end{cases}, \quad I_+(\beta,\rho) \simeq \frac{1}{2}\frac{\beta}{\beta}\int_0^\infty dt\, J_1(t) J_1(t\rho) =$$

$$= \frac{1}{2}\frac{\beta}{\beta}\frac{\Gamma(3/2)}{\Gamma(2)\Gamma(1/2)}\Gamma\left(\frac{3}{2},\frac{1}{2},2,\rho^2\right);$$ $\Gamma(\rho^2)$ можно записать в виде ряда по $\rho^2 < 1$.

$$I_-(\beta\rho) = I_0(\beta,\rho) - I_2(\beta,\rho) = \int_0^\infty dt f(\beta t) J_1(t) \frac{\partial J_1(t\rho)}{\partial(t\rho)}. \quad J_2(x) = \frac{2}{x}J_1(x) - J_0(x)$$

$$I_2(\beta,\rho) = \frac{1}{2}\int dt f J_1(t)\left[\frac{2}{t\rho}J_1(t\rho) - J_0(t\rho)\right] = I_+(\beta,\rho) - I_0(\beta,\rho),$$ надо найти $I_0(\beta,\rho)$.

Escaneado con CamScanner

$$I_0(\beta,\rho=0) = \frac{1}{2}\int_0^\infty dt\, f(\beta t)\, J_1(t) = \frac{1}{2}\int_0^\infty dt \left[1 - \frac{1-e^{-\beta t}}{\beta t}\right] J_1(t) =$$

$$= \frac{1}{2}\int dt\, J_1(t) - \frac{1}{2\beta}\int dt\, \frac{1-e^{-\beta t}}{t} J_1(t) = \frac{1}{2}\cdot 1 - \frac{1}{2\beta}\int_0^\infty \frac{dt}{t} J_1(t) + \frac{1}{2\beta}\int_0^\infty dt\, \frac{e^{-\beta t}}{t} J_1(t) =$$

$$= \frac{1}{2} - \frac{1}{2\beta}\frac{\Gamma(1/2)}{2\,\Gamma(3/2)} + \frac{1}{2\beta}\frac{\sqrt{1+\beta^2}-\beta}{(1)} = \frac{1}{2} - \frac{1}{2\beta} + \frac{1}{2\beta}\left[\sqrt{1+\beta^2}-\beta\right]$$

$$I_0(\beta,\rho=0) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2\beta}\left[\sqrt{1+\beta^2} - 1 - \beta\right] \approx \frac{1}{4}\beta \quad \text{при } \beta \ll 1.$$

Отметим, что в 2001/X я исследовал

$$\mathcal{J}(\rho,\beta) = \int_0^\infty d\rho' \rho'\, g_{zz}(\rho,\rho') = -\frac{4\pi}{\beta}\int_0^\infty dx \left[1 - e^{-\beta x}\right] \frac{J_1(x)}{x} J_0(\rho x)$$

$\frac{1-e^{-\beta x}}{\beta x} = 1 - f(\beta x)$, то $\mathcal{J}(\rho,\beta) = -4\pi\int_0^\infty dt \left[1 - f(\beta t)\right] J_1(t) J_0(\rho t) =$

$$= -4\pi\int_0^\infty dt\, J_1(t) J_0(\rho t) + 4\pi\int_0^\infty dt\, f(\beta t)\, J_1(t) J_0(\rho t)$$

$$\frac{1}{4\pi}\mathcal{J}(\rho,\beta) = -\Theta(1-\rho) + 2\, I_0(\beta,\rho),$$ т.е. $I_0(\beta,\rho)$ сводится к $\mathcal{J}(\rho,\beta)$

$$I_0(\beta,\rho) = \left[\frac{1}{4\pi}\mathcal{J}(\rho,\beta) + \Theta(1-\rho)\right]\frac{1}{2}, \quad \mathcal{J}(\rho,\beta\ll 1) = -4\pi$$

$$\Theta(1-\rho) - 1 = \begin{Bmatrix} 1, & \rho<1 \\ 1/2, & \rho=1 \\ 0, & \rho>1 \end{Bmatrix} - 1 = \begin{Bmatrix} 0, & \rho<1 \\ -1/2, & \rho=1 \\ -1, & \rho>1 \end{Bmatrix}$$

$$I_0(\beta\ll 1,\rho) = \begin{Bmatrix} 0, & \rho<1 \\ -1/4, & \rho=1 \\ -1/2, & \rho>1 \end{Bmatrix}$$ – надо помнить до $\beta\to 0$ предела, когда нас интересует обл. $\rho<1$, где $I_0 \simeq 0$.

Все сводится к $I_{(-101)}(\rho,\beta) = \int_0^\infty dx\, e^{-\beta x}\frac{J_1(x)}{x} J_0(\rho x)$ – см. 24-26/X 012, но там $\beta=0$ только.

Посчитаем $I_{(-101)}(\rho=1,\beta) = \frac{1}{\pi}\frac{2}{k}E(k) + \frac{\beta}{2}\Lambda_0\left(\frac{\pi}{2},k\right) - \beta$, $k^2 = \frac{4}{4+\beta^2}$, $\rho=1$, $\sin\gamma = 1$.

$$\Lambda_0\left(\frac{\pi}{2},k\right) = \frac{2}{\pi}\left[E(k)K(k') + K(k)E(k') - K(k)K(k')\right]$$

Т.к. $\beta\ll 1$, $k^2 \approx 1$, $k' = \sqrt{1-k^2} \approx 0$. $k'\to 0$

$$K(k') = \ln\frac{4}{k'} + \frac{1}{4}\left(\ln\frac{4}{k'} - 1\right)k'^2 + \dots, \quad K(0) = \pi/2 + O(k^3)$$

$$E(k') = 1 + \frac{1}{2}\left(\ln\frac{4}{k'} - \frac{1}{2}\right)k'^2 + \dots, \quad E(0) = \pi/2 + O(k^2)$$

$$k'^2 = 1 - k^2 = 1 - \frac{4^2}{(4+\beta^2)^2} = \frac{(4+\beta^2)^2 - 4^2}{(4+\beta^2)^2} = \frac{2\cdot 4\beta^2 + \beta^4}{(4+\beta^2)^2} = \beta^2\frac{8+\beta^2}{(4+\beta^2)^2}$$

$$\to k' = \sqrt{1-k^2} \simeq \beta\frac{\sqrt{8+\beta^2}}{(4+\beta^2)} \approx \frac{2\sqrt{2}}{4}\beta + O(\beta^3) \approx \frac{\sqrt{2}}{2}\beta + O(\beta^3)$$

$$\Lambda_0\left(\frac{\pi}{2},k\right) = \frac{2}{\pi}\left[\frac{\pi}{2}\ln\frac{4}{k'} + \frac{\pi}{2}\cdot(1) - \frac{\pi}{2}\ln\frac{4}{k'}\right] = 1 + O(k'^2)$$

$I_{(101)}(1,\beta) =$ надо посчитать.
При $\beta\ll 1$

Неверно, т.к. надо использовать $E(k\approx 1)$, $K(k\approx 1)$.

Escaneado con CamScanner

Seagate

Business Diary

Date Notes

Но все же соотн. 8.122-Гр.-Р. $E(k)K(k') + E(k')K(k) - K(k)K(k') = \frac{\pi}{2}$ тождественно.

Положим $\Lambda_0(\frac{\pi}{2}, k) = 1$.

$I_{(-101)}(1,\beta) = \frac{2}{\pi}\frac{1}{k}E(k) + \frac{\beta}{2}\Lambda_0(\frac{\pi}{2},k) - \beta = \frac{1}{2}\sqrt{4+\beta^2} - \frac{1}{2}\frac{1}{\sqrt{4+\beta^2}}\beta =$

$= \frac{1}{2}\frac{3+\beta^2}{\sqrt{4+\beta^2}} - \frac{1}{2}\beta$ — это выражение от 24/I отл. — проверить (через β не вы

$\rho \to 1-0$: $I_0(\beta,\rho) = \frac{1}{2}\int dt \left[1 - \frac{1-e^{\beta t}}{\beta t}\right] J_1(t) J_0(t\rho) = \frac{1}{2}\int dt\, J_1(t) J_0(t\rho) -$

$- \frac{1}{2\beta}\int dt \left[1 - e^{-\beta t}\right] \frac{J_1(t)}{t} J_0(t) = \frac{1}{2}\theta(1-\rho) - \frac{1}{2\beta}\left[I_{(-101)}(1,0) - I_{(-101)}(1,\beta)\right]$

$I_{(-101)}(1,0) - I_{(-101)}(1,\beta) = \left(1-\frac{1}{4}\right) - \frac{1}{2}\frac{3+\beta^2}{\sqrt{4+\beta^2}} + \frac{\beta}{2} = \frac{1}{2}\left[\frac{3}{2} - \frac{3+\beta^2}{\sqrt{4+\beta^2}}\right] + \frac{\beta}{2}$

$I_0(\beta, \rho=1) = \frac{1}{2} - \frac{1}{2\beta}\frac{1}{2}\left[\frac{3}{2} - \frac{3+\beta^2}{\sqrt{4+\beta^2}}\right] \simeq \frac{1}{4} - \frac{1}{4\beta}\left[-\frac{5}{16}\beta^2\right]$ — неверно.

Надо $I_0(\beta, \rho \to 1-0) = \frac{1}{2} - \frac{1}{2\beta}\left[\frac{3}{4} - \frac{1}{2}\frac{3+\beta^2}{\sqrt{4+\beta^2}} + \frac{1}{2}\beta\right]$

$\frac{2}{\pi}\frac{1}{k}E(k) \underset{k\to 1,\, k'\to 0}{=} \frac{2}{\pi k}\left[1 + \frac{1}{2}k'^2\left(\ln\frac{4}{k'} - \frac{1}{2}\right) + \dots\right] = |k' \sim \beta| = \frac{2}{\pi}\frac{\sqrt{4+\beta^2}}{2} + O(\beta^2)$

$I_{(-101)}(1,\beta) = \frac{2}{\pi}\frac{1}{k}E(k) - \frac{1}{2}\beta$, $k = \frac{2}{\sqrt{4+\beta^2}}$.

Если $\beta \to \infty$, $k \to 0$, $E(k) = \frac{\pi}{2}\left(1 - \frac{1}{4}k^2\right) \approx \frac{\pi}{2}$ и $I_{(-101)}(1,\beta) = \frac{\sqrt{4+\beta^2}}{2} - \frac{\beta}{2} \to 0$ верно.

Но у нас $\beta \ll 1$, $k \to 1$, $k' \to 0$.

$\frac{1}{k}E(k) = \frac{\sqrt{4+\beta^2}}{2}\left[1 + \frac{1}{2}k'^2\left(\ln\frac{4}{k'} - \frac{1}{2}\right)\right] = \frac{1}{2}\sqrt{4+\beta^2}\left[1 + \frac{1}{2}\frac{\beta^2}{2}\left(\ln\frac{8}{\sqrt{2}\beta} - \frac{1}{2}\right)\right]$

$I_{(-101)}(1,\beta) = \frac{2}{\pi}\left[1 + O(\beta^2)\right] - \frac{1}{2}\beta = \frac{2}{\pi} - \frac{1}{2}\beta + O(\beta^2)$ при $\rho \to 1-0$, $\beta \ll 1$.

$\frac{1}{k}E(k) = \sqrt{1+\frac{\beta^2}{4}}\cdot\left[1 + \frac{\beta^2}{4}\left(\ln\frac{4}{k'} - \frac{1}{2}\right)\right] \simeq 1 + \frac{\beta^2}{8} + \frac{\beta^2}{4}\left(\ln\frac{4}{k'} - \frac{1}{2}\right)$, $\beta \ll 1$.

$I_0(\beta, \rho = 1-0) = \frac{1}{2} - \frac{1}{2\beta}\left[I_{(-101)}(1,0) - I_{(-101)}(1,\beta)\right] = \frac{1}{2} - \frac{1}{2\beta}\left[\frac{2}{\pi} - \left\{\frac{2}{\pi}\frac{E(k)}{k} - \frac{1}{2}\beta\right\}\right] =$

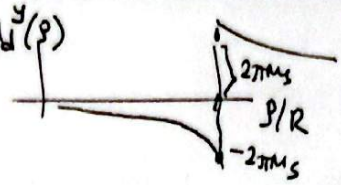
$= \frac{1}{2} - \frac{1}{2\beta}\left[\frac{2}{\pi} - \left\{\frac{2}{\pi} + \frac{2}{\pi}\frac{\beta^2}{8} + \frac{2}{\pi}\frac{\beta^2}{4}\left(\ln\frac{4}{k'} - \frac{1}{2}\right) - \frac{\beta}{2}\right\}\right] =$

$= \frac{\theta(1-\rho)}{2} - \frac{1}{2\beta}\left[\frac{\beta}{2} - \frac{2}{\pi}\left\{\frac{\beta^2}{8} + \frac{\beta^2}{4}\left(\ln\frac{4}{k'} - \frac{1}{2}\right)\right\}\right] = \frac{1}{2}\left[\theta(1-\rho) - \frac{1}{2}\right] + \frac{1}{\pi}\frac{\beta}{8}\left[1 + 2\left(\ln\frac{4}{k'} - \frac{1}{2}\right)\right]$

при $\beta \ll 1$:
$$\begin{cases} I_0(\beta, \rho=0) = \frac{1}{4}\beta \\ I_0(\beta, \rho=1) = \frac{1}{2}\left[\theta(1-\rho) - \frac{1}{2}\right] + \frac{1}{4\pi}\beta\ln\left(\frac{4\sqrt{2}}{\beta}\right) \end{cases}, \qquad \theta(1-\rho) = \begin{cases} 1, & \rho \to 1-0 \\ 1/2, & \rho = 1 \end{cases} \text{ — ган.}$$

Дип. поле $\left(-\frac{1}{4\pi M_s}\right) H_d^y(\rho,\varphi) = I_0(\beta,\rho) + I_2(\beta,\rho)\cos 2\varphi$ и тоже с $I_0(\beta,\rho)$ главный при $\beta/2 < 1/2$.

Escaneado con CamScanner



При $\rho \to 1-0$ и $\varphi=\pi/2$, т.е. вдоль $\vec{M}_0$: $\left(-\frac{1}{4\pi M_s}\right) H_d^y(\rho,\varphi) = I_0(\beta,1) - I_2(\beta,1) = \frac{1}{2}$, чтобы дать скачок при $\rho=R$ равный $a = 4\pi M_s$ ($\varphi=\pi/2$)

$I_0(\beta,1) = \frac{1}{4} + \frac{1}{4\pi}\beta \ln\frac{4\sqrt{2}}{\beta} \to I_2(\beta,1) = -\frac{1}{4} + \frac{1}{4\pi}\beta\ln\frac{4\sqrt{2}}{\beta}$.

→ SW - in plane magnetized cylinder.

Рассм. инт. ур. $\lambda_z m_z(\vec{\rho}) = \int d^2\rho' G_{zz}(\vec{\rho},\vec{\rho}') m_z(\vec{\rho}')$ (*)

$G_{zz}(\vec{\rho},\vec{\rho}') = \frac{1}{2\pi}\sum_\mu g^\mu_{zz}(\rho,\rho') e^{i\mu(\varphi-\varphi')}$, $g^\mu_{zz}(\rho,\rho') = -\frac{4\pi}{L}\int_0^\infty dk (1-e^{-kL}) J_\mu(k\rho) J_\mu(k\rho')$

непрерывное представление, наиболее общее.

Ищем решение для СФ в виде $m_z(\vec{\rho}) = m(\vec{\rho}) = \sum_\nu m_\nu(\rho) e^{i\nu\varphi}$

$\lambda_z \sum_\nu m_\nu(\rho) e^{i\nu\varphi} = \int d\rho'\rho' \int_0^{2\pi} d\varphi' \frac{1}{2\pi}\sum_\mu g^\mu_{zz}(\rho\rho') e^{i\mu(\varphi-\varphi')} \sum_{\nu'} m_{\nu'}(\rho') e^{i\nu'\varphi'} =$

$= \int d\rho\rho' \frac{1}{2\pi}\sum_\mu g^\mu_{zz} e^{i\mu\varphi} \sum_{\nu'} m_{\nu'}(\rho') \int d\varphi' e^{-i(\mu-\nu')\varphi'} = \int d\rho'\rho' \frac{1}{2\pi}\sum_\mu g^\mu_{zz} e^{i\mu\varphi} \sum_{\nu'} m_{\nu'}(\rho') 2\pi\delta_{\mu\nu'} =$

$= \sum_\mu \int d\rho'\rho' g^\mu_{zz}(\rho,\rho') m_\mu(\rho') e^{i\mu\varphi}$, это выполняется в частном случае

$\lambda_z m_\mu(\rho) = \int d\rho'\rho' g^\mu_{zz}(\rho,\rho') m_\mu(\rho')$ → тоже даст коэф. разложения $m(\rho,\varphi)$ по φ: $m_\mu(\rho)$

$m(\vec{\rho}) \to m_\ell(\vec{\rho})$ и $\lambda_z \to \lambda_z^\ell$. Так как ядра зависят от μ, то $\lambda_z^\ell \to \lambda_z^{\ell\mu}$ здесь.

ℓ - номер СФ $m_\ell(\vec{\rho})$. Но $\lambda_z^{\mu\ell}$ не нужны, нужны лишь $m^\ell_\mu(\rho)$,

а разложение СФ $m_\ell(\vec{\rho}) = \sum_\mu m^\ell_\mu(\rho) e^{i\mu\varphi}$ — см. 17/XII 99 г.

В виде $m_\mu(\rho) = J_\mu(x\rho)$ с "неизвестным ..x" — из соотв. симметрии.

$\lambda_z m_\mu(\rho) = \int d\rho'\rho' g^\mu_{zz}(\rho,\rho') J_\mu(x\rho') = \int d\rho'\rho' \left(-\frac{4\pi}{L}\right)\int dk (1-e^{-kL}) J_\mu(k\rho) J_\mu(k\rho') J_\mu(x\rho') =$

$= -\frac{4\pi}{L}\int_0^\infty dk (1-e^{-kL}) J_\mu(k\rho) \int_0^k d\rho'\rho' J_\mu(k\rho') J_\mu(x\rho') = -\frac{4\pi}{L}\int dk (1-e^{-kL}) J_\mu(k\rho) \Lambda_\mu(k,x)$

$\lambda_z J_\mu(x\rho) = -\frac{4\pi}{L}\int_0^\infty dk (1-e^{-kL}) J_\mu(k\rho) \Lambda_\mu(k,x)$,

$\Lambda_\mu(k,x) \underset{R\to\infty}{=} \frac{2}{\pi}\frac{\sin(k-x)R}{(k^2-x^2)} \approx \frac{1}{k}\delta(k-x)$ $\forall\mu$, поэтому

$\lambda_z J_\mu(x\rho) \approx -\frac{4\pi}{L}\int dk (1-e^{-kL}) J_\mu(k\rho) \frac{1}{k}\delta(k-x) = -4\pi\left(\frac{1-e^{-xL}}{xL}\right) J_\mu(x\rho)$

т.е. при $\frac{R}{L} \gg 1$, $\rho \to 0$ $J_\mu(x\rho)$ явл. $\approx$ СФ m_z и СЗ $\lambda_z = -4\pi\frac{(1-e^{xL})}{xL}$ $\forall\mu$.

Можно считать $x = x_{\mu n}$ — корень какого-то эф. гран. условия.

Альтернативно x" могут быть получены из решения точного инт. ур. (*)

относительно $x_{\mu n}$ — не сказано но "ну"

$m_n(\rho,\varphi) = \sum_\mu C_\mu J_\mu(x_{\mu n}\rho) e^{i\mu\varphi}$, C_μ — нормир. константа. $m_\mu(\rho) = C_\mu J_\mu(x\rho)$.

$1 = \int d^2\rho\, m_n^2(\rho,\varphi) = \int d\rho\rho\, d\varphi \sum_{\mu\mu'} C_\mu C_{\mu'} J_\mu(x\rho) J_{\mu'}(x\rho) e^{i(\mu-\mu')\varphi} = 2\pi\int d\rho\rho \sum_\mu C_\mu^2 J_\mu^2(x\rho)$

Escaneado con CamScanner

SW - ⟶

Seagate Business Diary

Date 28/VII Notes

при $\vec{h}_\nu = const(\rho,\varphi)$ точнее уск. возбуждение СФ $m_z(\rho,\varphi) = \sum m_{z\mu} e^{i\mu\varphi}$ это $m_{z0}(\rho) \neq 0$ чтобы поле $\vec{h}_\nu$ зачепилось за моду.

C_μ можно рассматривать как амплитуды μ-гармоник (они ортогональны) (как в ЗЧАР'10, но отличие - косинус. по „μ")

Чем лучше само? $\chi_{\mu n}$ - неизвестны, C_μ - неизвестны.

1) Единств., что можно если $m_z(\rho,\varphi) = m_z(\rho)$, т.е. $\mu=0$ члены только, то $J_0(\chi_{0n}\rho)$ авт. хорошими СФ при $\beta \ll 1$.

$m_z(\rho)$ может видеться ext. field $\vec{h}_\nu$ ведь $\int d^2\vec{\rho}\, m_z(\rho,\varphi) \neq 0$ и $m_{nz}(\rho)$ только и возбуждается. ↑ см. выше

2) $m_z(\rho)$ допускается ур. (*) для $m_z(\vec{\rho})$ радиал. сим.

$$\lambda_z m_z(\rho) = \int d\rho'\rho' \int d\varphi' \frac{1}{2\pi} \sum_\mu g^\mu_{zz}(\rho,\rho') e^{i\mu(\varphi-\varphi')} m_z(\rho') = \left| \int d\varphi'(\dots) \right| =$$

$$= \int d\rho'\rho' \sum_\mu \frac{1}{2\pi} g^\mu_{zz} m_z(\rho') e^{i\mu\varphi} 2\pi\delta_{\mu 0} = \int d\rho'\rho'\, g^0_{zz}(\rho,\rho') m_z(\rho')$$

Но ур. $\lambda_x m_x(\vec{\rho}) = \int d^2\vec{\rho}'\, G_{xx}(\vec{\rho},\vec{\rho}') m_x(\vec{\rho}')$ не допускает $m_x = m_x(\rho)$ радиально сим. (!) - рад. сим. решений. Действительно

$$\lambda_x m_x(\rho) \neq \int d\rho'\rho' \int d\varphi' G_{xx}(\vec{\rho}\vec{\rho}') m_x(\rho) = \int d\rho'\rho' \left[-2\pi \int dk k f\, J_0(k\rho') \left\{ J_0(k\rho) - J_2(k\rho)\cos 2\varphi \right\} \right] m_x(\rho)$$

- нельзя инвариантно через $\cos(2\varphi)$ (!)

Но можно $\int d\varphi(\dots)$, тогда все в порядке. $\langle m(\rho,\varphi)\rangle_\varphi$, точнее

$$h_x(\rho,\varphi) = \int d\rho'\rho' \int d\varphi' G_{xx}(\vec{\rho},\vec{\rho}') m_x(\rho,\varphi)$$

Имеем $m_x = m_x(\rho)$ - сим. и $h_x(\rho) = \langle h_x(\vec{\rho})\rangle_\varphi = \frac{1}{2\pi}\int d\varphi \int d\varphi' \int d\rho'\rho' G_{xx}(\vec{\rho}\vec{\rho}') m_x(\rho)$

$\int d\varphi d\varphi' G_{xx}(\vec{\rho},\vec{\rho}')$ от φ уже не зависит и $m_x(\rho)$ допустимо.

Насколько верно $m_x(\rho)$?

→ Лучше $m_x(\rho,\varphi) = m_0(\rho) + m_2(\rho)\cos 2\varphi$ - для основной СФ.

$$\lambda_x \left[m_0(\rho) + m_2(\rho)\cos 2\varphi \right] = \int d^2\vec{\rho}'\, G_{xx}(\vec{\rho},\vec{\rho}') \left[m_0(\rho') + m_2(\rho')\cos 2\varphi' \right]$$

Надо найти $\int d\varphi' G_{xx}(\vec{\rho},\vec{\rho}')\cos 2\varphi'$

$$\int d\varphi' G_{xx}(\vec{\rho}\vec{\rho}')\cos 2\varphi' = -\frac{1}{\pi}\int d\vec{k} f \cos^2\varphi_k e^{i\vec{k}\vec{\rho}} \int_0^{2\pi} d\varphi' e^{-ik\rho'\cos(\varphi'-\varphi_k)} \frac{1}{2}\left(e^{i2\varphi'} + e^{-i2\varphi'} \right)$$

Используем (10/XII 992.): $\int_0^{2\pi} d\varphi e^{i\vec{k}\vec{\rho}} e^{im\varphi} = \int_0^{2\pi} d\varphi e^{ik\rho\cos(\varphi-\varphi_k)} e^{im\varphi} = 2\pi i^m e^{im\varphi_k} J_m(k\rho)$

$$\int d\varphi' G_{xx}(\vec{\rho},\vec{\rho}')\cos 2\varphi' = -\frac{1}{2\pi}\int d^2\vec{k} f \cos^2\varphi_k e^{i\vec{k}\vec{\rho}} 2\pi \left[(i)^2 e^{i2\varphi_k} J_{-2} + (-i)^2 e^{-2i\varphi_k} J_2 \right] =$$

$$= 2\int d^2\vec{k} f \cos^2\varphi_k e^{i\vec{k}\vec{\rho}} \cos 2\varphi_k J_2(k\rho')$$

$$\int_0^{2\pi} d\varphi_k \cos^2\varphi_k \cos 2\varphi_k e^{i\vec{k}\vec{\rho}} = \frac{1}{2}\int d\varphi_k (1+\cos 2\varphi_k)\cos 2\varphi_k e^{i\vec{k}\vec{\rho}} = \frac{1}{2}\int d\varphi_k e^{i\vec{k}\vec{\rho}} \times$$

$$\times \left[\cos 2\varphi_k + \frac{1}{2}(1+\cos 4\varphi_k) \right] = \frac{1}{2}\int d\varphi_k e^{i\vec{k}\vec{\rho}} \left[\frac{1}{2} + \cos 2\varphi_k + \frac{1}{2}\cos 4\varphi_k \right] =$$

Escaneado con CamScanner

Seagate
Business Diary
Date Notes

$$= \frac{1}{2}\left[\frac{1}{2}2\pi J_0(k\rho) - 2\pi J_2(k\rho)\cos 2\varphi + \frac{1}{2}2\pi\left\{\frac{1}{2}i^4 e^{i4\varphi} J_4 + \frac{1}{2}e^{-i4\varphi} i^{-4} J_{-4}\right\}\right] =$$

$$= \frac{1}{2}2\pi\cdot\frac{1}{2}\left[J_0(k\rho) - 2J_2(k\rho)\cos 2\varphi + J_4(k\rho)\cos 4\varphi\right]$$

$$\int d\varphi' G_{xx}(\vec{\rho}\vec{\rho}')\cos 2\varphi' = 2\int dk\, k f(kL) J_2(k\rho')\frac{\pi}{2}\left[J_0(k\rho) - 2J_2(k\rho)\cos 2\varphi + J_4(k\rho)\cos 4\varphi\right]$$

т.е. левая часть $m_0 + m_2\cos 2\varphi$, а правая содержит $\cos 4\varphi$.

$$\lambda_x\left[m_0(\rho) + m_2(\rho)\cos 2\varphi\right] = \int d\rho'\rho'\int d\varphi' G_{xx}(\vec{\rho}\vec{\rho}')\left[m_0(\rho') + m_2(\rho')\cos 2\varphi'\right] =$$

$$= \int d\rho'\rho'(-2\pi)\int dk\, k f J_0(k\rho')\left[J_0(k\rho) - J_2(k\rho)\cos 2\varphi\right]\cdot m_0(\rho') +$$

$$+ \int d\rho'\rho'\pi\int dk\, k f J_2(k\rho')\left[J_0(k\rho) - 2J_2(k\rho)\cos 2\varphi + J_4(k\rho)\cos 4\varphi\right] m_2(\rho')$$

$(\cos 2\varphi)^0$: $\lambda_x m_0(\rho) = \int d\rho'\rho'(-2\pi)\int dk\, k f J_0(k\rho')J_0(k\rho)m_0(\rho') +$ для $m_{0,2}^x(\rho)$

$$+\int d\rho'\rho'\pi\int dk\, k f J_2(k\rho')J_0(k\rho)\, m_2(\rho')$$

$\cos 2\varphi$: $\lambda_x m_2(\rho) = \int d\rho'\rho'(2\pi)\int dk\, k f J_0(k\rho')J_2(k\rho)m_0(\rho') +$

$$+\int d\rho'\rho'(-2\pi)\int dk\, k f J_2(k\rho')J_2(k\rho)m_2(\rho')$$

Угол члена $\sim\cos 4\varphi$ в $m_x(\rho,\varphi)$ даст $\cos 6\varphi$, и т.д., получим ∞-зависимость ищем μ-ю инт. ур. для Фурье-коэф. $m_{x\mu}(\rho)$ с μ-тым. тогда как для $m_{z\mu}(\rho)$ система была диагональной и легко решалась. но надо найти $m_x(\rho,\varphi)$.

Видно $m_0(0)\neq 0$, $m_2(0)=0$. Симметрия требует μ-го $m_{x\mu}(\rho)$. $m_0(\rho')$ входит рядом с $J_0(k\rho')$, а $m_2(\rho')$ рядом с $J_2(k\rho')$, то пользуемся использованием $\beta\to 0$ и $\Lambda_\mu(k,k')\approx\frac{1}{k}\delta(k-k')$, $\varphi\sim J_\mu(x\rho)$.

Видимо разумно искать СФ в виде (uniaxial symmetry)

$$\left.\begin{aligned} m_z(\rho,\varphi) &= m_0^z(\rho) + m_2^z(\rho)\cos 2\varphi \\ m_x(\rho,\varphi) &= m_0^x(\rho) + m_2^x(\rho)\cos 2\varphi \end{aligned}\right\}$$, пренебрегая $m_\mu^{x,z}(\rho)$ с $\mu=4,6,\ldots$, т.к. $I_0(\beta\rho)\gg I_2(\beta\rho)$

Одна из этих под инт. имеет $\sin 2\varphi$ в силу ур. Л.-Л.

повсюду кроме краев ($\rho=R$), где $I_0\approx I_2$ согласно нашему расчету выше.

$\vec{M}_{\text{ollow}} \to \left(-\frac{1}{4\pi M_s}\right) H_d^y(\rho,\varphi) = I_0(\beta,\rho) + I_2(\beta,\rho)\cos 2\varphi$. Нужен $m_2^{x,z}(\rho)$ заметны лишь при $\rho\lesssim R$.

Но граничн. условия при $\rho=R$, похожу $m_0^{z,x}(\rho)$ недостаточно(!) для вып. правильных гран. условий (нужно и $m_2^{z,x}(\rho)$).

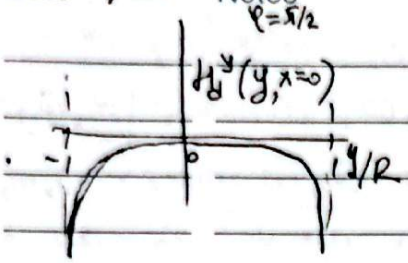
→ Возможно, похожу "pinning fitted" отличается от pinning из $m_0^z(\rho)$ только, Fitted pinning для $m_x(\rho)$ (она определ. $\frac{1}{\sqrt{2}}$ "гар"), а инт. ур. для $m_2(\rho)$ решая хотя $m_0^z(\rho)$ находим из инт. ур.

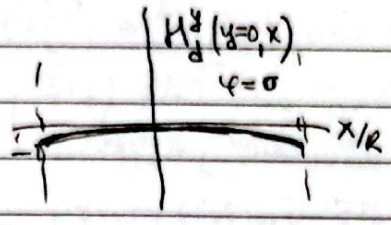
Escaneado con CamScanner

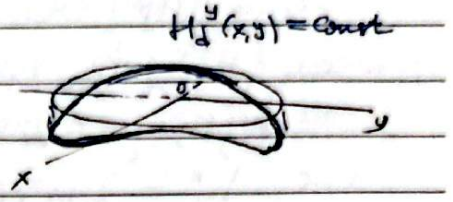
Seagate
Business Diary

Date 29/VI Notes



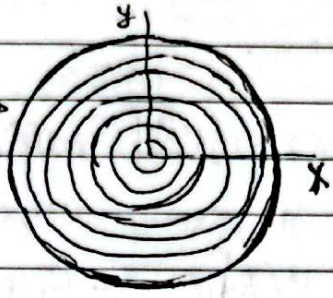


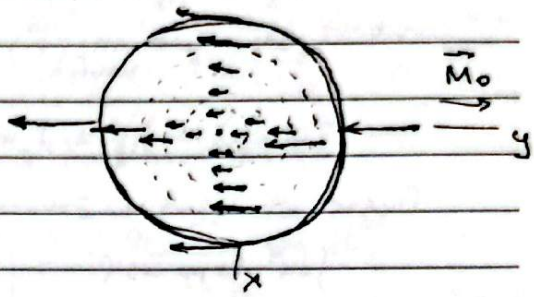




$H_d^y(x,y)$ имеет аксиальную сим. вблизи $\rho \simeq 0$, но нулевое значение достигается при $\rho \lesssim R$.

Линии $H_d^y(x,y)=const$





Отличие от JAP'00: $m_z(\rho,\varphi) = \sum_n C_n J_n(x\rho) e^{in\varphi}$ — СФ (?)

тогда как в JAP'00 было $m_z(\rho,\varphi) = \sum_{mn} \lambda_z^{mn} J_m(x_{mn}\rho) e^{im\varphi}$ с $\sum_n(\dots)$ — просто формальное разложение по ортогон. функциям $J_m(x_{mn}\rho)e^{im\varphi}$ с x_{mn} взятыми из обычного граничн. условия (несовпадение для дин. мод) $xJ'_m(x) + dJ_m(x) = 0$.

Сейчас все портит $G_{xx}(\vec{\rho}\vec{\rho}')$, приводя к ∞-системе уравнений для фурье-компонент $m_{x\mu}(\rho)$. Эта система аналогична системе для SW амплитуд λ_x^{mn}, λ_z^{mn} из JAP'00. Но $m_{mn}(\rho,\varphi) = J_m(x_{mn}\rho)e^{im\varphi}$ не есть СФ дин. оператора. Когда система насыщенных СФ найдена (в виде разложения Фурье по $e^{in\varphi}$ $m_z(\rho,\varphi) = \sum_n C_n J_n(x\rho) e^{in\varphi}$), СФ пронумерованы $m_z^\ell(\vec{\rho})$, то любое возбуждение дин. намагниченности (начальное) можно записать

$$m_z(\vec{\rho},\omega) = \sum_\ell A_\ell(\omega)\, m_z^\ell(\vec{\rho}),$$

$A_\ell(\omega)$ имеет резкий max вблизи $\omega \approx \omega_\ell$, ω_ℓ — соб. частота, $m_z^\ell(\vec{\rho})$ — СФ, $A_\ell \sim (\vec{h}\cdot\vec{m}_\ell)$ — зависит от схемы возбуждения внеш. полем $\vec{h}_w$.

$A_\ell(\omega)$ и есть насыщенные SW амплитуды, тогда как C_n — нормир. коэф., а $\lambda_{x,z}^{mn}$ из JAP'00 — квази-амплитуды, т.к. $m_{mn}(\vec{\rho}) = J_m(x_{mn}\rho)e^{im\varphi}$ не есть СФ.

Не нужно ли иметь (для симметр.) дело с m_ρ и $G_{\rho\rho}$?

$$h_d^\rho(\vec{\rho}) = \lambda_\rho m_\rho(\vec{\rho}) = \int d^2\vec{\rho}' \left[G_{\rho\rho}(\vec{\rho}\vec{\rho}')\, m_\rho(\vec{\rho}') + G_{\rho\varphi} m_\varphi\right] = \Big|_{m_y=0}^{m_\varphi = -\operatorname{tg}\varphi m_\rho}\Big| =$$

$$= \int d^2\vec{\rho}' \left[G_{\rho\rho}(\vec{\rho}\vec{\rho}') - G_{\rho\varphi}(\vec{\rho}\vec{\rho}')\operatorname{tg}\varphi'\right] m_\rho(\rho',\varphi'),$$

ожидается $m_\rho(\rho,\varphi) = m_\rho^{(1)}\cos\varphi + m_\rho^{(3)}\cos 3\varphi + \dots$

Чтобы $m_x(\rho,\varphi) = \frac{1}{\cos\varphi} m_\rho(\rho,\varphi)$ содержало рад. сим. часть $\sim m_\rho^{(1)}(\rho)$.

Раньше ин. $h_d^x = h_d^\rho \cos\varphi - h_d^\varphi \sin\varphi = \cos\varphi \int d^2\vec{\rho}' \left[G_{\rho\rho} m_\rho + G_{\rho\varphi} m_\varphi\right]$ —

Escaneado con CamScanner

$$-\sin\varphi \int d^2\vec{\rho}\,'\left[G_{\varphi\varphi} m_\varphi + G_{\varphi\rho} m_\rho\right] = \cos\varphi \int d^2\vec{\rho}\,'\left[G_{\rho\rho} - G_{\rho\varphi}\operatorname{tg}\varphi'\right] m_\rho -$$

$$-\sin\varphi \int d^2\vec{\rho}\,'\left[-G_{\varphi\rho}\operatorname{tg}\varphi' + G_{\varphi\rho}\right] m_\rho = \cos\varphi \int d^2\vec{\rho}\,'\left[G_{\rho\rho}\cos\varphi' - G_{\rho\varphi}\sin\varphi'\right] m_x(\vec{\rho}\,') -$$

$$-\sin\varphi \int d^2\vec{\rho}\,'\left[-G_{\varphi\rho}\sin\varphi' + G_{\varphi\rho}\cos\varphi'\right] m_x(\vec{\rho}\,') = \int d^2\vec{\rho}\,' G_{xx}(\vec{\rho}\vec{\rho}\,') m_x(\vec{\rho}\,') = \lambda_x m_x(\vec{\rho})$$

т.е. $h_d^x = \lambda_x m^x(\vec{\rho}) = \int d^2\vec{\rho}\,' G_{xx}(\vec{\rho}\vec{\rho}\,') m_x(\vec{\rho}\,')$ и есть инт. ур., которое я использовал для $m_x(\vec{\rho})$ (поиска) 28/VI.

Теперь $h_d^\rho = \lambda_\rho m_\rho(\vec{\rho}) = \int d^2\vec{\rho}\,'\left[G_{\rho\rho}(\vec{\rho}\vec{\rho}\,')\cos\varphi' - G_{\rho\varphi}(\vec{\rho}\vec{\rho}\,')\sin\varphi'\right]\dfrac{m_\rho(\vec{\rho}\,')}{\cos\varphi'}$

Будет ли удовл. этому уравнению $m_\rho(\rho,\varphi) = \cos\varphi \cdot m_\rho^{(1)}(\rho)$?, $m_\rho^{(1)}$ - рег. сим.

$$\int d\varphi' G_{\rho\rho}\cos\varphi' = \left|\text{см. 13/I}\right| = 2\pi C_1(\rho\rho')\cos\varphi$$

$$\int d\varphi' G_{\rho\varphi}(\vec{\rho}\vec{\rho}\,')\sin\varphi' = 2\pi b_1(\rho\rho')\cos\varphi$$

$$\lambda_\rho m_\rho^{(1)}\cos\varphi = \int d\rho'\rho' \int d\varphi'\left[G_{\rho\rho}\cos\varphi' - G_{\rho\varphi}\sin\varphi'\right] m_\rho^{(1)}(\rho') =$$

$$= \int d\rho'\rho' 2\pi\left[C_1(\rho\rho')\cos\varphi - b_1(\rho\rho')\cos\varphi\right] m_\rho^{(1)}(\rho),$$ — т.е. $m_\rho(\rho,\varphi) = m_\rho^{(1)}(\rho)\cos\varphi$ может быть решением

$$\lambda_\rho m_\rho^{(1)}(\rho) = 2\pi \int d\rho'\rho'\left[C_1(\rho\rho') - b_1(\rho\rho')\right] m_\rho^{(1)}(\rho')$$

$$C_1(\rho\rho') - b_1(\rho\rho') = (-2)\int dk f \cdot \frac{\partial J_1(k\rho)}{\partial\rho} J_0(k\rho') = -\int dk\, k f(k)\left[J_0(k\rho) - J_2(k\rho)\right] J_0(k\rho')$$

(1) $$\lambda_\rho m_\rho^{(1)}(\rho) = \int d\rho'\rho' g_{\rho\rho}^{(1)}(\rho,\rho') m_\rho^{(1)}(\rho'), \quad g_{\rho\rho}^{(1)}(\rho\rho') = -2\pi\int dk\, k f\left[J_0(k\rho) - J_2(k\rho)\right] J_0(k\rho')$$

Ядро $g_{\rho\rho}^{(1)}(\rho,\rho')$ почти совпадает со ядром $g_0^{\rho\rho}(\rho\rho') = -4\pi\int dk\, k f J_1(k\rho) J_1(k\rho')$ для $m_0^\rho(\rho)$ от 24/VI, что неудивительно, ведь m_0^ρ это $\mu=0$ Фурье компонента по φ^4, а $m_\rho^{(1)}(\rho)$ соотв. $\mu=1$ (более физичному).

→ Т.е. уравнение для $m_\rho(\vec{\rho})$ допускает решение $m_\rho(\rho,\varphi) = \cos\varphi \cdot m_\rho^{(1)}(\rho)$, $m_x(\rho) = m_\rho^{(1)}(\rho)$ - рег. сим. по "ρ" если $m_\rho^{(1)}(\rho)$ определить из инт. ур. ↑ (1).

Ранее, 28/VI было показано, что $G_{xx}(\vec{\rho}\vec{\rho}\,')$ не допускает рег. сим. решение $m_x(\rho)$, но если его искусственно навязать в $\int d\varphi\, d\varphi'(\ldots)$, то

ядро $\int d\varphi\, d\varphi' G_{xx}(\vec{\rho}\vec{\rho}\,') = -(2\pi)^2\int dk\, k f J_0(k\rho) J_0(k\rho')$ совпадает со $g_{\rho\rho}^{(1)}(\rho\rho')$.

Escaneado con CamScanner

SW - ⬭

Seagate

Business Diary

Date | Notes

1/VII SW - cylindrical elements (Crawford - Patwari).

→ Надо проверить γ - основной моды $m_{01} = J_0(\gamma \rho/R)$ цилиндра от 18/VI и pinning $m_z(\rho)$, полученной из инт. ур. ($\beta = 1/75, 1/25$) на предмет точности.

Возможная ошибка: недостаточность верх. предела (t_{max}) и/за расчета $I_0(\beta,\beta) = \frac{1}{2}\int_0^\infty dt\, f(\beta t) J_1(t) J_0(t\rho)$ и $g^0_{zz}(\rho\rho') = (-\frac{4\pi}{\beta})\int_0^\infty dt [1 - e^{-\beta t}] J_0(t\rho) J_0(t\rho')$

Особенно это важно при $\rho \to 1$ в $I_0(\beta,\beta)$ и $\rho \to \rho'$ в $g^0_{zz}(\rho,\rho')$.

→ Уточнение к 18/VI - γ-⬭:

15μm • $\beta = \frac{1}{75}$ best fitted $\gamma = 2.11$ и $H^{eff}_{calc}(1/75, 2.11) = 16.4$ Oe (gap) и/за $H^{eff}_{exp} = 16.6$ Oe

5μm • $\beta = 1/25$ best fitted $\gamma = 1.81$ (1.807) и $H^{eff}_{calc}(1/25, 1.807) = -8.1$ Oe и/за $H^{eff}_{exp} = -8$ Oe.

Здесь $m_{01}(\rho) = J_0(\gamma\rho/R)$ и $t_{max} = 5000$. $m_0 = J_0(1.81) = 0.334$; $J_0(2.11) = 0.161$ и/за $\rho = R$.

⇒ Т.е. fitted pinning $\gamma = 2.11$ (было 2.05) для $\beta = 1/75$ (15 μm) возрос.

→ Исправим расчет 2ой моды от 24/VI. Уточнение 24/VI, ⬭ - 2ая мода

Теперь $\gamma_{01} = 2.11$ дает $d_1 = 7.44$ и $\gamma_{02} = 4.91$; $\gamma_{03} = 7.81$; $\gamma_{04} = 10.79$

Величина gap-fields $H^{eff}_{calc}(02) = 82.1$ Oe, $H^{eff}_{calc}(03) = 152.5$ Oe; $H^{eff}_{calc}(04) = 233.3$ Oe.

Хотя $H^{eff}_{calc}(02)$ и возросло, но до $H^{eff}_{exp} = 264$ Oe очень далеко. А использ. γ_{04} для fitting H_{exp}-gap нельзя обосновать как 24/VI.

⇒ Т.е. со 2ой модой (15 μm diameter) ситуация не улучшилась по сравнению с 24/VI. Вторую моду нельзя описать $J_0(\gamma\frac{\rho}{R})$ с разными "γ".

Уточн. 25/VI расчета → Из инт. ур. для $m_z(\rho)$ получим $\frac{m_1^2(R)}{m_1^2(0)} = 0.0675$; $\frac{m_2^2(R)}{m_2(0)} = -0.0530$

$J_0(\gamma) = 0.0675$ дает $\gamma = 2.278$ как 25/VI.

Для второй моды $m^2_{2(\rho)} = J_0(\gamma_{02}\rho/R) = 0$ и/за $\rho/R = \frac{110}{200} = 0.55 \Rightarrow \gamma_{02} = 4.37$ - pinning заметно ослаб.

Это все - и/за $N = 200$, $t_m = 3000$, попробуем $N = 300$ — не работает MCAD.

Note: (pinning) С ростом β (уменьшением R, L = const) роль неоднородных областей с циркулярной анизотропией $H^y_J(\rho,\rho)$ вблизи края $\rho = R$ растет и отклонение $m_{01}(\rho)$ от $J_0(\gamma\rho)$-пр.сим. становится больше. Поэтому для больших „β" γ-pinning fitted будет больше отличаться от pinning calculated from G_{zz} - инт. ур. с $m_{01} \sim J_0(\gamma\rho)$.

2/VII Представление Abstracts по SW-rectan. (Славин - Chantrell) и SW-chain (Оксана - Chantrell). Дискуссия с Covington and Patwari. Написание отчета.

Escaneado con CamScanner

Seagate Business Diary

D. G. Duffy
Green's functions with applications
Chapman & Hall / CRC, Boca Raton, 2001

Date Notes

3/VII Дискуссия с Crawford и Patwari. Написание окончательной формы Abstracta по SW-rect./cylindrical 15/5 nm elements.

Письмо to Kryder of MDD - vortex dot и отказ A. Lyberatos по PRL comment.

Дискуссия с Ph.D. student of Bertram — Yaobin Wang (заинтересован во мех. vortexов для описания magnetization reversal), получил copy of JAP-sept. paper.

→ MCAD нужно считать GF с $g^0_{zz}(\rho,\rho')$ ядром в k-пространстве.

$$g^0_{zz}(\rho,\rho') = \frac{-4\pi}{\beta}\int_0^\infty dt\,[1-e^{-\beta t}]\,J_0(t\rho)\,J_0(t\rho'), \quad \rho \to \rho/R.$$

Замена Ucn. $$\int_0^\infty dt\, e^{-at} J_m(bt) J_m(ct) = \frac{1}{\pi\sqrt{bc}} Q_{m-1/2}\left(\frac{a^2+b^2+c^2}{2bc}\right)$$ — Пр. П. 6.612.

$Q_\nu(z)$ are Legendre functions of the second kind.

$$Q_\nu(z) = \int_0^\infty d\varphi \frac{1}{\left[z+\sqrt{z^2-1}\,\mathrm{ch}\varphi\right]^{\nu+1}}, \quad \mathrm{Re}\,\nu > -1,\ \nu - \text{не целое},\ z \geq 1.$$

$$(z^2-1) = \left(\frac{a^2+b^2+c^2}{2bc}\right)^2 - 1 = \frac{1}{(2bc)^2}\left[(a^2+b^2+c^2)^2 - (2bc)^2\right] =$$

$$= \frac{1}{(\cdot)}\left[a^2+(b-c)^2\right]\left[a^2+(b+c)^2\right] \to \frac{1}{(2\rho\rho')^2}\left[\beta^2+(\rho-\rho')^2\right]\left[\beta^2+(\rho+\rho')^2\right]$$

— видно, что $\frac{\rho}{|\rho\pm\rho'|}$ не может использ. как нат. параметр, ведь $\rho,\rho' \in [0,1]$

$$P_\nu(\cos\theta) = \frac{2}{\pi}\int_0^\theta \frac{\cos(\nu+1/2)\varphi}{\sqrt{2(\cos\varphi-\cos\theta)}}\,d\varphi$$

Eq. 8.831: $$Q_{-\frac{1}{2}}(x) = \frac{\pi}{2\sin(-\frac{\pi}{2})}\left[\cos(-\tfrac{\pi}{2})\cdot P_{-1/2}(x) - P_{-1/2}(-x)\right] = \frac{\pi}{2}P_{-1/2}(-x)$$

$$P_{-1/2}(\cos\theta) = \frac{2}{\pi}\int_0^\theta \frac{d\varphi}{\sqrt{2(\cos\varphi-\cos\theta)}},$$ но нужно ур. 8.84 – Conical functions

$$Q_{-\frac{1}{2}}(\cos\varphi) = \int_0^\infty \frac{du}{\sqrt{2(\mathrm{ch}u-\cos\varphi)}}, \quad P_{-1/2}(\cos\varphi) = \frac{2}{\pi}\int_0^\infty \frac{du}{\sqrt{2(\cos\varphi+\mathrm{ch}u)}}$$

$$Q_{-\frac{1}{2}}(z) = \int_0^\infty \frac{du}{\sqrt{2(\mathrm{ch}u - z)}} \quad \text{для } |z| \leq 1, \text{ но } |z|>1.$$

$$g^0_{zz}(\rho,\rho') = \left(\frac{-4\pi}{\beta}\right)\int_0^\infty dt\,[1-e^{-\beta t}]\,J_0(t\rho)J_0(t\rho') = \left(\frac{-4\pi}{\beta}\right)\left[Q_{-\frac{1}{2}}\left(\frac{\rho^2+\rho'^2}{2\rho\rho'}\right) - Q_{-\frac{1}{2}}\left(\frac{\beta^2+\rho^2+\rho'^2}{2\rho\rho'}\right)\right] \times$$

$$\times \frac{1}{\pi\sqrt{\rho\rho'}}$$

$$g^0_{zz}(\rho,\rho') = \left(\frac{-4}{\beta}\right)\frac{1}{\sqrt{\rho\rho'}}\left[Q_{-1/2}\left(\frac{\rho^2+\rho'^2}{2\rho\rho'}\right) - Q_{-\frac{1}{2}}\left(\frac{\beta^2+\rho^2+\rho'^2}{2\rho\rho'}\right)\right]$$

$$\hat{g}(\rho,\rho') = \sqrt{\rho\rho'}\,g^0_{zz}(\rho\rho') \text{ – комм. ядро} \to \lambda\mu(\rho) = \int_0^1 d\rho'\,\hat{g}(\rho,\rho')\mu(\rho'), \quad \mu(\rho) = \sqrt{\rho}\cdot m_z(\rho),$$

см. 24/VI.

Escaneado con CamScanner

Seagate

Business Diary

Date Notes

4-7/VII Holidays. Написал основ. форму Abstracts (с Андреем и Оксаной) и представил их на Conf.-site. Перевел SW-chain paper в Word для APL submission.
→ Прочел paper by Park et al. по Kerr-SW-wires (H∥, H⊥ длина), подтвердив нашу и Скавинскую интерпретацию.

8/VII SW-cylinder with in-plane magnetization.

Расчет $Q_{-1/2}(z)$ от 3/VII by MCAD все еще неудовлетв. и расходится с $J_0(\beta t)$ - MCAD расчетом.

Используем (см. 26/IX 01 г.) из IEEE Trans. Magn. или Gradshteyn, Magnetism:

$$\int_0^\infty dt\, J_0(at) J_0(xt) e^{-zt} = \frac{1}{\pi\sqrt{ax}} K(k), \quad k^2 = \frac{4ax}{(a+x)^2+z^2} \le 1$$

В наших обозначениях. $\int_0^\infty dt\, J_0(t\rho) J_0(t\rho') e^{-\beta t} = \frac{1}{\pi\sqrt{\rho\rho'}} K(k), \quad k^2 = \frac{4\rho\rho'}{(\rho+\rho')^2+\beta^2}$

$$g^0_{zz}(\rho,\rho') = -\frac{8}{\beta}\left[\frac{1}{(\rho+\rho')} K\left(\frac{2\sqrt{\rho\rho'}}{\rho+\rho'}\right) - \frac{1}{\sqrt{(\rho+\rho')^2+\beta^2}} K\left(\frac{2\sqrt{\rho\rho'}}{\sqrt{(\rho+\rho')^2+\beta^2}}\right)\right]$$

$$K(k) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\varphi}{\sqrt{1-k^2\sin^2\varphi}}$$. Ядро инт. ур. для $m_z(\rho)$: $\hat{g}(\rho,\rho') = \sqrt{\rho\rho'}\, g^0_{zz}(\rho,\rho')$

При $k \to 1$, $k' = \sqrt{1-k^2} \to 0$ $K(k) = \ln\frac{4}{k'}$ — log-сингулярен.

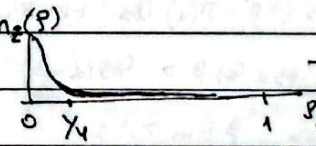
Пришлось $\pi/2 \to \pi/2 - \varepsilon$, чтобы избежать сингулярности.

$$g^0_{zz}(\rho,\rho') \underset{\rho'\to\rho}{\sim} K\left(\frac{2\sqrt{\rho\rho'}}{\rho+\rho'}\right) \sim \ln(1-k^2) \sim \ln|\rho-\rho'|$$ — тип сингулярности ядра.

$$\lambda_z m_z(\rho) = \int_0^1 d\rho'\rho' g^0_{zz}(\rho,\rho') m_z(\rho'), \quad \text{при } \rho\to 0\ g^0_{zz}(\rho,\rho') = -\frac{4\pi}{\rho}\delta(\rho-\rho')$$

и $\lambda_z \approx -4\pi$ при $\rho \to 0$.

При $N = 200-300$ MCAD выдает $m_z(\rho)$



локализ. при $\rho \approx 0$.

Если $m_z(\rho)$ имеет острый max при $\rho \approx 0$, то

$$\lambda_z m_z(\rho) \approx g^0_{zz}(\rho,0) \int d\rho'\rho' m_z(\rho')$$

$$\lambda_z \int d\rho\rho\, m_z(\rho) = \int d\rho\rho\, g^0_{zz}(\rho,0) \cdot \int d\rho'\rho' m_z(\rho') \to \lambda_z = \int_0^1 d\rho\rho\, g^0_{zz}(\rho,0)$$

Тогда $\lambda_z = \int_0^1 d\rho\rho \left(-\frac{4\pi}{\beta}\right) \int_0^\infty dt \left[1-e^{-\beta t}\right] J_0(t\rho) = \left(-\frac{4\pi}{\beta}\right) \int_0^\infty dt \left[1-e^{-\beta t}\right] \frac{1}{t} J_1(t) =$ /см. 28/VI/

$$= \left(-\frac{4\pi}{\beta}\right)\left[1+\beta-\sqrt{1+\beta^2}\right] \underset{\beta\ll 1}{=} -\frac{4\pi}{\beta}\left[1+\beta\left(1+\frac{\beta^2}{2}\right)\right] = -4\pi\left(1-\frac{\beta}{2}\right)$$

$-\lambda_z = 4\pi(1-\beta/2)$ — точно близко к (4π).

Escaneado con CamScanner

Seagate

Business Diary

Date 9/VII Notes

Метод $K(k)$ дает $\lambda_z > 2\sigma$, что сделано (неверно)

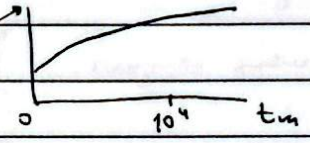
Тогда как метод $\int J_0(t\rho)\dots dt$ - представление уже н/м $N=200$ дает $\lambda_z^0 = -12.409$; $\lambda_z^1 = -12.143$ — правдоподобные значения, ближние к (-4π).

Т.е. метод $J_0(t\rho)$ представления $g^0_{zz}(\rho,\rho')$ дает более правдоподобные результаты, чем $Q_{-1/2}(x)$ или $K(k)$ представления (при тех же N).

Критика неясна — казалось бы $Q_{-1/2}(x)$ и $K(k)$ методы, где $\int dt(\dots)$ взяли должны работать лучше.

$$g^0_{zz}(\rho,\rho') = \left(-\frac{4\pi}{\beta}\right)\int_0^\infty dt\left[1-e^{-\beta t}\right] J_0(t\rho)\,J_0(t\rho')$$

Если считать $\infty \to t_m$ и plot $g^0_{zz}(\rho,\rho,t_m)$



- она монотонно растет, $t_m \sim 10^4 - 2\cdot10^4$.

Такие большие t_m в инт-ре ставить нельзя, слишком долго считает.

Разумно $\beta t_m = \left|\begin{matrix}\beta \gtrsim 0.01\\ t_m > 1000\end{matrix}\right| >> 1$. $(t\rho) >> 1$, $t > t_m$, $\sqrt{\rho\rho'}$ позволяет $\rho=0$, $\rho'=0$.

$$g^0_{zz}(\rho,\rho') = (\cdot)\int_0^{t_m} dt\left[1-e^{-\beta t}\right] J_0 J_0 + (\cdot)\int_{t_m}^\infty dt\left[1-e^{-\beta t}\right] J_0 J_0 = (\cdot)\int_0^{t_m} dt(\dots) + (\cdot)\,I(t_m)$$

Рассм. $I(t_m) = \int_{t_m}^\infty dt\left[1-e^{-\beta t}\right] J_0(t\rho)\,J_0(t\rho')$

$t_m >> 1$, о $\rho \to 0$ можно не беспокоиться. Воспользуемся $J_0(t\rho) \tilde{=} \sqrt{\frac{2}{\pi t\rho}}\cos(t\rho - \pi/4)$

$$J_0(t\rho)J_0(t\rho') = \frac{2}{\pi}\frac{1}{t}\frac{1}{\sqrt{\rho\rho'}}\cos(t\rho-\pi/4)\cos(t\rho'-\pi/4)$$

$$I(t_m) = \frac{2}{\pi}\frac{1}{\sqrt{\rho\rho'}}\int_{t_m}^\infty dt\left[1-e^{-\beta t}\right]\frac{1}{t}\cos(t\rho-\pi/4)\cos(t\rho'-\pi/4)$$

$$\cos(t\rho'-\pi/4)\cos(t\rho-\pi/4) = \frac{1}{2}\cos t(\rho-\rho') + \frac{1}{2}\cos\left[t(\rho+\rho') - \frac{\pi}{2}\right] = \frac{1}{2}\cos t(\rho-\rho') + \frac{1}{2}\sin t(\rho+\rho')$$

$$2\cos\alpha\cos\beta = \cos(\alpha-\beta) + \cos(\alpha+\beta)$$

а) Пусть $\beta t_m >> 1$

$$I(t_m) = \frac{2}{\pi}\frac{1}{\sqrt{\rho\rho'}}\frac{1}{2}\int_{t_m}^\infty \frac{dt}{t}\left[\cos t(\rho-\rho') + \sin t(\rho+\rho')\right]$$

Можно βt_m — увеличивать пока

$$I(t_m) = \frac{1}{\pi\sqrt{\rho\rho'}}\int_{t_m}^\infty \frac{dt}{t}\left[1-e^{-\beta t}\right]\left[\cos t(\rho-\rho') + \sin t(\rho+\rho')\right]$$

$$\int_u^\infty \frac{dx}{x} e^{-\beta x}\sin\delta x = \frac{i}{2}\Gamma(0,(\beta+i\delta)u) - \frac{i}{2}\Gamma(0,(\beta-i\delta)u) = \frac{i}{2}(-1)\,Ei\left[-(\beta+i\delta)u\right] + \frac{i}{2}Ei\left[-(\beta-i\delta)u\right]$$

$$\int_u^\infty \frac{dx}{x} e^{-\beta x}\cos\delta x = \frac{1}{2}(-1)\,Ei\left[-(\beta+i\delta)u\right] - \frac{1}{2}Ei\left[-(\beta-i\delta)u\right]$$

Escaneado con CamScanner

Seagate
Business Diary

Date Notes

Наиболее важен член с $\cos t(\rho-\rho')$, он дает $\delta(\rho-\rho')$? при $t_m \gg 1$ (но при $\beta \to 0$)

$$\int_{t_m}^{\infty} \frac{dt}{t}\left[1-e^{-\beta t}\right]\cos\delta t = \int_{t_m}^{\infty}\frac{dt}{t}\cos\delta t - \int_{t_m}^{\infty}\frac{dt}{t}e^{-\beta t}\cos\delta t = \left|\delta=\rho-\rho'\right| =$$

$$= (1) + \frac{1}{2}\,Ei\left[-(\beta+i\delta)t_m\right] + \frac{1}{2}\,Ei\left[-(\beta-i\delta)t_m\right]$$

Пусть $|(\beta+i\delta)t_m| \gg 1$, $Ei\left[-(\beta+i\delta)t_m\right] = e^{-(\beta+i\delta)t_m}\left[-\frac{1}{(\beta+i\delta)t_m}+\dots\right] \sim \frac{e^{-\beta t_m}}{(\beta t_m)} \ll 1$

Можно применять также вблизи $\beta t_m \gg 1$ $(\beta \to 0)$:

$$I(t_m) = \frac{1}{\pi\sqrt{\rho\rho'}}\int_{t_m}^{\infty}\frac{dt}{t}\left[\cos t(\rho-\rho') + \cos t(\rho+\rho')\right] = \frac{(-1)}{\pi\sqrt{\rho\rho'}}\left[ci\left(t_m(\rho-\rho')\right) + ci\left(t_m(\rho+\rho')\right)\right]$$

$$g^0_{zz}(\rho\rho') = \left(\frac{-4\pi}{\beta}\right)\left[\int_0^{t_m} dt\left(1-e^{-\beta t}\right)J_0(t\rho)J_0(t\rho') - \frac{1}{\pi\sqrt{\rho\rho'}}\left[ci\left\{t_m(\rho-\rho')\right\} + si\left\{t_m(\rho+\rho')\right\}\right] + O\left(e^{-\beta t_m}/\beta t_m\right)\right]$$

применение $g^0_{zz}(\rho\rho')$ при конечном t_m, но $t_m\beta \gg 1$.

Типичные $\beta = \frac{1}{75} \to \frac{1}{25}$, т.е. $\beta \sim 0.01$. Достаточно взять $t_m = 1000$

Тогда $\beta t_m = \frac{1000}{75} \times 13$, $e^{-13} \ll\ll 1$.

$$si(x) = -\int_x^{\infty}\frac{dt}{t}\sin t, \qquad ci(x) = -\int_x^{\infty}\frac{dt}{t}\cos t, \qquad x>0 \text{ где } ci(x).$$

$$\to ci(x) = \mathbb{C} + \ln x + \int_0^x \frac{\cos t - 1}{t}dt$$ — видна сингулярность $g^0_{zz}(\rho\rho')$ при $\rho=\rho'$ (log −)

$x = t_m(\rho-\rho')$ ($O(x^2)$ при $x\to 0$, нет сингуляр.

$$si(x) = -\frac{\pi}{2} + \int_0^x \frac{\sin t}{t}dt$$

$$\to g^0_{zz}(\rho\rho') = \left(\frac{-4\pi}{\beta}\right)\int_0^{t_m} dt\left[1-e^{-\beta t}\right]J_0(t\rho)J_0(t\rho') + \left(\frac{4\pi}{\beta}\right)\frac{1}{\pi\sqrt{\rho\rho'}}\left[\mathbb{C} + \ln\left\{t_m(\rho-\rho')\right\} + \right.$$

$$\left. + \int_0^{t_m(\rho-\rho')} dx\,\frac{\cos x - 1}{x} + \left(-\frac{\pi}{2}\right) + \int_0^{t_m(\rho+\rho')} dx\,\frac{\sin x}{x}\right], \qquad \mathbb{C} = -\psi(1) = 0.577216 \text{ — константа Эйлера}$$

$\beta t_m \gg 1$.

Какое большое t_m не дает сингул. $\ln t_m(\rho-\rho')$ при $\rho=\rho'$ осталось и обрезало интеграл при $t \le t_m$ назад.

$$1-e^{-\beta t} = \int_0^{\beta t} e^{-x}dx = t\int_0^{\beta} e^{-xt}dx = \frac{(-1)}{t}\left[e^{-xt}\right]\Big|_0^{\beta} t = -\frac{1}{t}\left[e^{-t\beta}-1\right]\cdot t = 1-e^{-\beta t}$$

$$\tilde{Si}(x) = -\frac{\pi}{2} + Si(x) = -\frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{2} - \frac{1}{x}\cos x - \frac{1}{x^2}\sin x + O(x^{-3}) = -\frac{1}{x}\cos x - \frac{1}{x^2}\sin x + O\left(\frac{1}{x^3}\right)$$

при $x \to 1$

$$Si\left[t_m(\rho+\rho')\right] \approx -\frac{1}{t_m(\rho+\rho')}\cos t_m(\rho+\rho') + \dots = O\left(\frac{1}{t_m}\right)$$ везде кроме $\rho=\rho'=0$ точки, которой можно пренебречь

При $\rho=\rho'$ $Si(t_m\cdot 0) = -\pi/2$ и не мал, точнее $Si(t_m\cdot 0) = 0$.

$$Si\left[t_m(\rho+\rho')\right] = \begin{cases} -\frac{1}{t_m(\rho+\rho')}\cos t_m(\rho+\rho'), & \rho\neq 0, \rho'\neq 0 \\ 0, & \text{если } \rho=\rho'=0 \end{cases}$$, т.е. $Si\left[t_m(\rho+\rho')\right]$ можно пренебречь при $t_m \gg\gg 1$.

Escaneado con CamScanner

$K_1(T)$ · HAMR

Seagate

Business Diary

Date Notes

Константа $K_1(T)$: $\hat{I}_{\ell+\frac{1}{2}}(x) = \dfrac{I_{\ell+1/2}(x)}{I_{1/2}(x)}$, $x = \dfrac{M(T)}{M(0)}$, $I_n(x)$ – ф. Бесселя мнимого аргумента

некоторые, X – параметр, а $m(T) = \frac{M_S(T)}{M_S(0)} = \operatorname{cth} x - \frac{1}{x}$

$i_n(x) = \sqrt{\frac{\pi}{2x}}\, I_{n+\frac{1}{2}}(x)$, $i_n(x) \approx \dfrac{x^n}{(2n+1)!!}$ при $x \ll 1$.

$i_0(x) = \dfrac{\operatorname{sh} x}{x}$, $i_n(x) = \dfrac{d^n}{dx^n}\left(\dfrac{\operatorname{sh} x}{x}\right)$.

$I_\nu(x) = e^{-\nu\pi i/2} J_\nu(x e^{i\pi/2})$

при $T \to T_c$, $x \ll 1$, $I_\nu(x) = \sum_{s=0} \dfrac{1}{s!(s+\nu)!}\left(\dfrac{x}{2}\right)^{2s+\nu}$

$I_\nu(x) = \left(\frac{x}{2}\right)^\nu \left[\frac{1}{\nu!} + \frac{1}{(\nu+1)!}\left(\frac{x}{2}\right)^2 + \cdots\right] = \frac{1}{\nu!}\left(\frac{x}{2}\right)^\nu \left[1 + \frac{1}{\nu+1}\left(\frac{x}{2}\right)^2 + \cdots\right]$, $x \ll 1$

$\hat{I}_{\ell+1/2}(x) = \dfrac{x^\nu\left(1 + \frac{1}{\nu+1}\frac{x^2}{2} \cdots\right) 2^{1/2}\Gamma(3/2)}{2^\nu \Gamma(\nu+1)\, x^{1/2}\left[1 + \frac{1}{6}x^2 + \ldots\right]}$ $\qquad I_\nu(x) = \sum_{k=0} \dfrac{1}{k!\,\Gamma(\nu+k+1)}\left(\dfrac{x}{2}\right)^{2k+\nu}$

$\nu! = \Gamma(\nu+1)$.

$I_\nu(x) = \dfrac{1}{\Gamma(\nu+1)}\left(\dfrac{x}{2}\right)^\nu \left[1 + \dfrac{1}{\nu+1}\dfrac{x^2}{4} + \cdots\right]$, $\qquad \nu = \ell + 1/2$

$\hat{I}_{\ell+1/2}(x) = \dfrac{x^{\ell+1/2}\left[1 + \frac{1}{\ell+3/2}\frac{x^2}{4} + \ldots\right] 2^{1/2}\Gamma(3/2)}{2^{\ell+1/2}\,\Gamma(\ell+3/2)\, x^{1/2}\left[1 + \frac{x^2}{6}\right]} = \dfrac{x^\ell}{2^\ell}\dfrac{\Gamma(3/2)}{\Gamma(\ell+3/2)}\dfrac{\left[1 + \frac{1}{4\ell+6}x^2\right]}{\left[1 + \frac{x^2}{6}\right]}$

$\dfrac{[\ldots]}{[\ldots]} = \left[1 + \frac{1}{4\ell+6}x^2\right]\left[1 - \frac{x^2}{6}\right] = 1 + \left[\frac{1}{4\ell+6} - \frac{1}{6}\right]x^2 + O(x^4) = 1 - \dfrac{4\ell}{6(4\ell+6)}x^2$

$\hat{I}_{\ell+1/2}(x) = \dfrac{x^\ell}{2^\ell}\dfrac{\Gamma(3/2)}{\Gamma(\ell+3/2)}\left[1 - \dfrac{2\ell}{3(2\ell+3)}x^2\right]$, для $K_1(T)$ $\ell = 2$

$\hat{I}_{5/2}(x) = \dfrac{x^2}{4}\dfrac{\Gamma(3/2)}{\Gamma(7/2)}\left[1 - \dfrac{2}{3\cdot 7}x^2\right]$, условие $\hat{I}_{5/2}(x) \sim x^2$ есть

$\frac{2}{21}x^2 \ll 1$ или $x^2 \ll \frac{21}{2}$, $x \ll 3$, но сам $x \le 1$.

Даже при $T = 0$, $x = 1$ это $\left[1 - \frac{2}{21}x^2\right] = \left[1 - \frac{2}{21}\right] \approx 0{,}9$ дает ошибку всего $\sim 10\%$. При $x = 1/2$ ошибка $\varepsilon = \frac{2}{21}\frac{1}{4} = \frac{1}{42} \approx 2\%$. Некорректно из-за некорректного определения X. Далее в MFA $X \sim \frac{m}{T}$.

10/VII CMU library. • (I) Vonsovskii – Magnetism, 1974, p. 946.

Авторы – теория флуктуационная

1) around each At. site there exist regions of short range m. ordering in which local anisotropy constants are not $f(T)$

2) thermal motion around eq. positions (at $T=0$ derived) → – local $\vec{M}$ distributed randomly → $K_n(T) \sim [M(T)]^{n(2n+1)}$ (*)

Corr. has shown that $K_n \sim M^{n(2n+1)}$ is obtained in MFA

Turov – Mitsek, Zh. ETEP 37, 1127 (1959) показали.

Escaneado con CamScanner

$$F_{an}(T) = \sum_n \left[1 - \frac{1}{2} \frac{\Delta M_s(T)}{M_{s0}} \{ 2n(2n+1) + \Delta_\alpha \} \right] f_n(0) \qquad (v)$$

$\Delta_\alpha = \frac{\partial^2}{\partial \alpha_x^2} + \frac{\partial^2}{\partial \alpha_y^2} + \frac{\partial^2}{\partial \alpha_z^2}$, α_i – направ. косинусы $\vec{M}$, $\Delta M_s(T) = M_{s0} - M_s(T)$

$f_n(0)$ однородный полином степени $2n$

$$f_n(0) = \sum_{n_x+n_y+n_z=2n} K_{n_x n_y n_z}(0)\, \alpha_x^{n_x} \alpha_y^{n_y} \alpha_z^{n_z} \qquad (a)$$

$K_n(0)$ разных n не смешиваются только в случае $f_n(0)$ – harmonic polinomials,

i.e. $\Delta_\alpha f_n = 0$

тогда из (v) получим Закон 3/2 Akulov – Zener

$$K_n(T) = K_n(0)\left[1 - n(2n+1)\frac{\Delta M_s(T)}{M_{s0}} \right] = K_n(0) \left[\frac{M_s(T)}{M_{s0}} \right]^{n(2n+1)}$$

$$K_1(T)/K_1(0) = 1 - n(2n+1)\delta m \approx [1 - \delta m]^{n(2n+1)} = \left[\frac{M_s(T)}{M_s(0)} \right]^{n(2n+1)} \quad \text{w/m}$$

$\delta m = \frac{\Delta M_s(T)}{M_s(0)} \ll 1$.

• (II) H.B. Callen and E. Callen. J. Phys. Chem. Solids 27, 1271–85 (1966).
(см. J. Kanamori в Magnetism – Rado – Suhl, Ch.4, 1963).

Akulov Eq. is valid at $\delta m(T) = 1 - \frac{M_s(T)}{M_s(0)} \ll 1$, т.е. $T \to 0$.

Akulov: независимые квас. спины, $K_i(T) \to K_i(0)$ и $\alpha_i \to \nu_i$,
"ν_i" – направ. ось отдельных локальных спинов.

$E_{an}(\nu_i)$ – рассчитаем single-ion form

Keffer '1955 rederived the Zener $m^{l(l+1)/2}$ generalization using classical single-ion mechanism and MFA.

Akulov: вообще он local $E(\nu_i) = K_1(0)[\nu_1^2\nu_2^2 + \nu_2^2\nu_3^2 + \nu_3^2\nu_1^2]$ нарушает

$F = F_0 + K_1(0)\langle \nu_1^2\nu_2^2 + \dots \rangle_T$ надо нач. perturbation theory 1-st order on $K_1(0)$
(T)

Callen – Callen general theory: $\hat{E}(\vec{S}) = \hat{E}_0 + \sum_l \varkappa_l(0)\, \hat{G}_l^{\to T}(\vec{S})$
[спин-оператор

– энергия спина $\vec{S}$. $T_l(\vec{S}) = \sum_m a_{lm} Y_{lm}(\vec{S})$

→ 1ый порядок ТВ $F(T) = F_0 + \sum_l \varkappa_l(0) \sum_m a_{lm} \langle Y_{lm}(\vec{S}) \rangle_T$

$\langle \dots \rangle_T$ – усреднение с "unperturbed" ГФ, ГФ is isotropic.

$\vec{\alpha}$ (ось $\vec{M}$) как polar axis (z) дает $\langle Y_{lm}(\vec{S}) \rangle = Y_{lm}(\vec{\alpha}) \langle Y_{l0}(\vec{S}) \rangle$ на основе т-мы сложения.

$$F = F_0 + \sum_l \varkappa_l(0) \langle Y_{l0}(\vec{S}) \rangle T_l(\vec{\alpha}) \to \varkappa_l(T) = \varkappa_l(0) \langle Y_{l0}(\vec{S}) \rangle,$$

$T_l(\vec{\alpha})$ – нормир. полином l-степени по компонентам $\vec{\alpha}$.

Escaneado con CamScanner

Seagate
Business Diary

Date Notes

$\vec{S}$ теперь в системе координат с $Oz \parallel \vec{J}$. $\vec{S}$ вместо $\vec{S}'$, $\vec{S}'\cdot\vec{J} = m$, Oz – ось квантования.

$E(\hat{S})$ – есть single-ion Hamiltonian (можно записать как two-(ion)-spin Hamiltonian). Akulov – Zener law $l(l+1)/2$ верен при $T < T_c$, иначе thermal SW расходятся correlations between interacting spins.

Second requirement применимости $l(l+1)/2$ law — только низкие состояния типа $m = S$ и $m = S-1$ важны, это даёт

$$\delta m = 1 - m(T) \ll \frac{1}{S}$$, много вып, где $S \gg 1$ (квазиклассический предел)

Дис(Т): μ (неинтегрируемая) $\rho_m = e^{Xm} \frac{1}{Tr(e^{Xm})}$ – сводится к такой виде

Keffer classical average $(m \to \cos\theta)$ $S \gg 1$ $\langle Y_{l0}(\vec{S})\rangle = \frac{\int_{-1}^{1} dm\, Y_{l0}(m) e^{Xm}}{\int dm\, e^{Xm}}$

даёт $\frac{x_l(T)}{x_l(0)} = \frac{\langle Y_{l0}(\vec{S})\rangle_T}{\langle Y_{l0}\rangle_0} = \frac{I_{l+1/2}(X)}{I_{1/2}(X)} = \hat{I}_{l+1/2}(X)$, где $\hat{I}_{l+1/2}(X)$ – для classical spins, $S \gg 1$.

$m(T) = \langle \cos\theta \rangle = I_{3/2}(X)$, исключая X можно записать $x_l(T) = x_l(0) \cdot \hat{I}_{l+1/2}\left[I^{-1}_{3/2}(m(T))\right]$, что даёт $x_l(T) = f(m(T))$

Аналогично X можно исключить и в квантовом случае.

КФ. результат даёт $\begin{cases} x_l(T) \sim m^{l(l+1)/2}(T) & \text{при } T \ll T_c \\ x_l(T) \sim m^{l}(T,H) & \text{при } T > T_c \end{cases}$.

Дис K_1: $l = 2$.

Вид $\rho = e^{XS_z}$ с инвариантом $\mathcal{H}$ is result of "the excitations (renormalized SW) are independent" предположения.

Разложение по $X \ll 1$ соответствует MFA, где $X = \frac{\lambda\langle m\rangle}{k_B T}$. ($X \to 0$ при $T \to T_c$).

Выводы: • (1) закон $x_l(T) \sim \hat{I}_{l+1/2}(X)$ обр. классическим ($S \gg 1$) что наверно для FePt где $S \approx 1$ ($S = \infty$ or $S = 1$ наиболее вероятно)

• (2) закон $x_l(T)$ – Callen-Callen дает скорее $K_l(T)$, но он для single-ion Hamiltonian и $x_l(0) \ll J$ – 1st order pert. theory по $\frac{x_l(0)}{J}$, т.е. для слабой анизотропии, что может использоваться для FePt.

Квант. $\begin{cases} \frac{x_l(T)}{x_l(0)} = \sum_{m=-S}^{S} \langle m | Y^0_l(\vec{S}) | m \rangle e^{Xm} \frac{1}{Z} \\ m(T) = \frac{1}{Z} \sum_{m=-S}^{S} \langle m | Y^0_1(\vec{S}) | m \rangle e^{Xm}, \quad Z = \sum_{m=-S}^{S} e^{Xm} \end{cases}$.

• (3) $K_l(T) \sim m^2(T)$ при $X \ll 1$ снова MFA

Escaneado con CamScanner

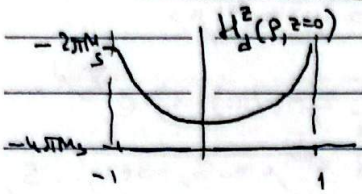
Note – K_1 FePt

For FePt $J_\perp$ и $J_{||}$ имеют разные exchange вклад в $K_1(T)$. ($||, \perp c$)

Seagate Business Diary

Date Notes

Eshbach, JAP'1963, 34 p.2, 1298. SW in 



Вблизи центра $\rho \approx 0$ $H_d^z(\rho,0) = 4\pi M_s \left[-1 + \frac{S/D}{\sqrt{1+(S/D)^2}} + O(\rho^2/R^2) \right]$

$z = \pm S/2$ – грани диска

S – толщина, D – диаметр

h/м $\frac{S}{D} \ll 1$ $H_d^z(\rho,0)\frac{1}{4\pi M_s} = -\frac{1}{2} - \frac{1}{\pi}\operatorname{arctg}\left(\frac{D-2\rho}{S}\right)$ как в slab.

Эксперимент с $\vec{M}_0 \perp$ диску показывает, что возбуждаются SW propagating in radial direction и $\perp \vec{H}_{dc}$, т.е. $m_\rho \neq 0$ только.

Рассм. SW с $\lambda \ll 2R$. Если точка поворота h/м $\frac{\omega}{\gamma} = \sqrt{B_i H_i}$

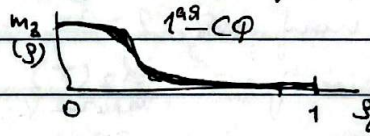
$B_i(r) = H_i(r) + 4\pi M_s$, $H_i(r) = H_0 + H_d^z(r)$. h/м $\frac{\omega}{\gamma} < \sqrt{B_i H_i}$ SW exp-затухают

Рассм. мин. разложение вблизи т. поворота как в П.-П., кв. мех.

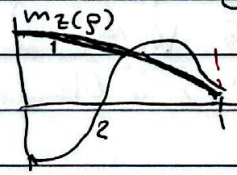
→ SOMA – meeting. Discussion of $K_1(T)$, $M_S(T)$ measurements of FePt films с Китаянай (Xiaowei). Объяснил Олену и Andreas почему применение by Akulov – Zener яв. неточным (ТВ по $\frac{K_1}{J}$, $S \to \infty$, MFA), nagpsa=1, или 3/2

Дискуссия с Ratwari $H_d^y(\rho,\varphi)$ в ⊙ и СФ $g^0_{zz}(\rho\rho')$.

SW ⊙ – Инт. ур. для $m_z(\rho)$

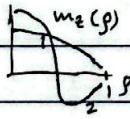
11/VII Метод K(k) представления $g^0_{zz}(\rho\rho')$ при решении инт. ур. для $m_z(\rho)$ удачно дает 

с малым ringing, сильно локализованной при $\rho \approx 0$.

Тогда как традиционный метод $g^0_{zz} \sim J_0(k\rho)J_0(k\rho')$ и метод $Q_{-1/2}(z)$ дают СФ 

с большим ringing и более похожие на $J_0(x\rho)$.

$Q_{-1/2}(z)$ – метод: 1) $N=500$, $\varepsilon = 10^{-4}$, по $Q_{-\frac{1}{2}}\left(\frac{\rho^2+\rho'^2+\varepsilon^2}{2\rho\rho'}\right)$, дает $\frac{m(R)}{m(0)} = 4.64\cdot 10^{-2}$

2) $N=300$, по $\varepsilon = 10^{-5}$ → 

$\frac{m(R)}{m(0)} = 4.12\cdot 10^{-2}$ и $\lambda_z = 16{,}38$ – велико ↳ $\lambda_z = 13{,}09$ ($> 4\pi = 12.57$)

3) $N=500$, $\varepsilon = 10^{-5}$ → $m(R)/m(0) = 4.37\cdot 10^{-2}$ и $\lambda_z = 14.48$ – велико

4) $N=600$, $\varepsilon = 10^{-4}$ → $m(R)/m(0) = 4.76\cdot 10^{-2}$ и $\lambda_z = 12.89$ – близко к корр.

5) $N=700$, $\varepsilon = 10^{-4}$ → $m(R)/m(0) = 4.75\cdot 10^{-2}$ и $\lambda_z = 12.75$

6) $N=800$, $\varepsilon = 10^{-4}$ → $m(R)/m(0) = 4.77\cdot 10^{-2}$ и $\lambda_z = 12.66$

Escaneado con CamScanner

Seagate
Business Diary

Date Notes

Построим $K_1(T) = f(m(T))$ для $S=1$ и $\frac{3}{2}$ для сравнения с функцией Кеффера $\hat{I}_{\ell+1/2}$ для $S \to \infty$. $\quad S_z|\mu\rangle = \mu|\mu\rangle$

$$\frac{K_1(T)}{K_1(0)} = \frac{\langle Y_{20}(\vec{S})\rangle_T}{\langle Y_{20}(\vec{S})\rangle_0}, \quad \langle \dots \rangle_T = \frac{1}{Z}\sum_\mu \langle\mu|(\dots)|\mu\rangle e^{X\mu}$$

$$Z = \sum_\mu e^{X\mu}, \quad \mu = -S, -S+1, \dots S.$$

$Y_{20}(\vec{S}) = A(S)\left(3S_z^2 - S(S+1)\right)$, в пр $T=0$ осн. состояние $\mathcal{H}_0 = -XS_z$ $\frac{1}{\beta}$ осн $\mu = S$.

$-\beta\mathcal{H}_0 = XS_z$, $\beta = 1/k_BT$. $\quad \langle Y_{20}\rangle_0 = A(S)[3S^2 - S(S+1)] = A[2S^2 - S] = AS(2S-1)$

$$\frac{K_1(T)}{K_1(0)} = \frac{\langle 3S_z^2 - S(S+1)\rangle_T}{S(2S-1)} \qquad Z = \sum_\mu e^{X\mu} \xrightarrow[T\to 0, X\to\infty]{} e^{XS}$$

(1) $$\frac{K_1(T)}{K_1(0)} = \frac{1}{S(2S-1)}\frac{1}{Z}\sum_{\mu=-S}^{S}\left(3\mu^2 - S(S+1)\right)e^{X\mu}, \quad m(T) = \frac{M_S(T)}{M_S(0)} = \frac{1}{Z}\sum_{\mu=-S}^{S}\mu e^{X\mu}\frac{1}{S} \quad (2)$$

$K_1(X)$ и $m(X)$, исключая из (1),(2) X найдем $K_1(m)$.

В пр $S\to\infty$ $\quad \frac{K_1(T)}{K_1(0)} = \frac{I_{\ell+1/2}(X)}{I_{1/2}(X)} = \hat{I}_{\ell+1/2}(X)$ и $m(T) = \hat{I}_{3/2}(X)$.

Можно еще построить $\quad \frac{H_A(T)}{H_A(0)} = \frac{K_1(T)}{K_1(0)}\frac{1}{m(T)}$, т.е. $H_A(m)$.

План расчета $K_1(T)$:

- 1) Найти $m(T) = B_{3/2}(X)$ и построить явно $K_1(T)$ или $K_1(T/T_c)$ для сравнения с экспериментом (Al суперсплавы проекта).
- 2) Найти поправку 2-го порядка ТВ $\langle \mathcal{H}_A^2\rangle_0$ к $K_1(T)$ и рассмотреть $K_2(T)$, ведь $H_K(T) = \frac{2}{M_S}[K_1(T) + 2K_2(T)]$ (наличие K_2 искажает $K_1(T)$)
- 3) Иссл. ФММ-1990, Ерманов, $K_1(T), M(T)$ ОЦК-ам $\hat{I}_{5/2}(L^{-1}(m))$ ИТ.
- 4) Для ГЦК J_{11} и J_1 не равны, exchange анизотропен, это может давать важный вклад в $K_1(T)$ и приводит к $K_1(m) \sim m^2$ ИТ как в эксп. by Thiele'02 и Okamoto'02.

→ В моей JMMM'95 $K_1(T) \sim \Delta H_{ex} M_{Re}(T) M_R(T) \sim M^2(T)$
вклад анизотроп. обмена

Seagate
Business Diary

Date Notes MFA - расчет $K_1(T)$, $H_K(T)$

19/VII Вспомним MFA и ф-ю Бриллюэна.

$M(T) = M_0 B_S(M_0 H / N k_B T)$, $M_0 = \gamma \hbar S N = g\mu_B S N$

Локальный момент $\mu = g\mu_B S$, S - спин, $M_0 = N\mu$.

$\frac{M(T)}{M_0} = B_S(\mu H / k_B T)$, при $\mu H \ll k_B T \to$ закон Кюри $M = \chi H$,

$\chi = C/T$, $C = \frac{1}{3} S(S+1) N (g\mu_B)^2 / k_B$.

$B_S(x) = \frac{2S+1}{2S} \operatorname{cth}\left(\frac{2S+1}{2S} x\right) - \frac{1}{2S} \operatorname{cth}\left(\frac{1}{2S} x\right)$

$H \to H + \lambda M$, при $H=0$, $\frac{M}{M_0} = B_S\left[\frac{\mu}{k_B T} \lambda M\right] \to$ даст $M(T) = M_S(T)$

и $T_c = \lambda C = \frac{1}{3} S(S+1) N (g\mu_B)^2 \lambda / k_B$. При $T > T_c$, $\chi = \frac{C}{T - T_c}$.

В безразмер. переменных $m(T) = \frac{M(T)}{M_0}$, T/T_c получим

$x = \frac{\mu \lambda M_0}{k_B T} \frac{M}{M_0} = \frac{N\mu^2 \lambda}{k_B T} m$. $\to T_c = \frac{1}{3} \frac{S(S+1)}{S^2} N (g\mu_B S)^2 \lambda / k_B = \frac{1}{3} \frac{(S+1)}{S} N\mu^2 \lambda / k_B$

$x = \frac{m}{T} \frac{N\mu^2 \lambda}{k_B} = \frac{m}{T} \frac{3S}{S+1} T_c = \frac{3S}{(S+1)} \left(\frac{T_c}{T}\right) m$, $\frac{T}{T_c} = \tau$.

Ур. MFA для $m(T)$ есть — $m = B_S\left[\frac{3S}{S+1} \cdot \frac{m}{\tau}\right]$, $m(T) = \frac{M_S(T)}{M_S(0)}$.

В MFA $\hat{\mathcal{H}}_0 = -\frac{1}{\beta} X \hat{S}_z = -H_M \hat{\mu} = -H_M g\mu_B \hat{S}_z$, $X_{MFA} \sim m$.

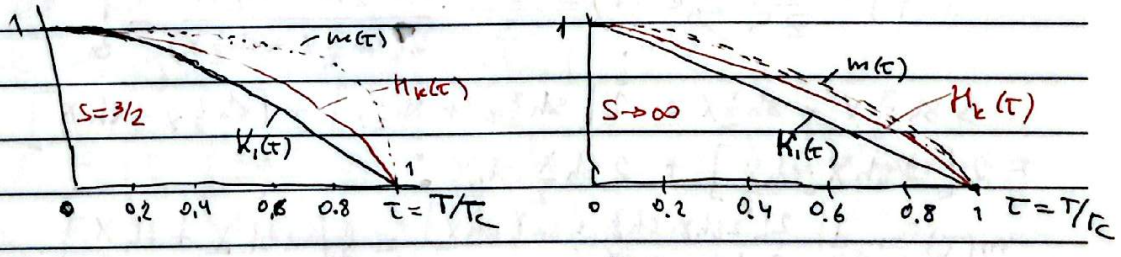
$X = \beta H_M g\mu_B = \frac{g\mu_B}{k_B T} \lambda M = \frac{g\mu_B M_0}{k_B T} \lambda m = \frac{1}{k_B T} \frac{M}{S} N\mu \lambda m = \frac{1}{k_B T} \frac{1}{S} (N\mu^2 \lambda) m =$

$= \frac{1}{k_B T} \frac{1}{\beta} k_B T_c \frac{3S}{(S+1)} m = \frac{3}{(S+1)} \frac{1}{\tau} m$, $X = \frac{3}{(S+1)} \frac{1}{\tau} m$ в MFA, $\tau = \frac{T}{T_c}$.

Т.е. можно 1) в $K_1(X)$ подставить $X = \frac{3}{S+1} \frac{1}{\tau} m(\tau) \to$ и получить $K_1(\tau)$

2) подставить $m(\tau)$ - MFA в $K_1(m)$

Получим



Т.е. $K_1(\tau)$ практически линейно падает с $\tau = \frac{T}{T_c}$ начиная с $\tau = 0.4$, $S = 3/2$ или с $\tau = 0.85$ при $S = \infty$. $H_K(\tau)$ линейно падает с τ для $S = \infty$.

Escaneado con CamScanner

Seagate

Business Diary

Date Notes

(Ф ⊙ , аналог приближения $g^0_{zz}(\rho,\rho')$

15/VII Было найдено 9/VII, что ядро имп.-гр. дает $m_z(\rho)\sim(\Phi$ имеющая при $t_m \gg 1$ ($t_m = 1000, 2000$) если и $\beta t_m \gg 1$ ($\beta \geq 0.01$

$$g^0_{zz}(\rho,\rho') = -\frac{4\pi}{\beta}\left[\int_0^{t_m} dt\,\left[1-e^{-\beta t}\right] J_0(t\rho) J_0(t\rho') - \frac{1}{\pi\sqrt{\rho\rho'}}\, ci\left[t_m(\rho-\rho')\right]\right]$$

$$ci\left[t_m(\rho-\rho')\right] = \begin{cases} C + \ln\left[t_m(\rho-\rho')\right] & \text{при } \rho \equiv \rho' \\ O(1/t_m) & \text{при } \rho \neq \rho' \end{cases}$$

Discussion with Andreas: $K_1(T)$

1) Express $K_1(m)$ analytically, $S=3/2$, $S(S+1) = \frac{3}{2}\left(\frac{3}{2}+1\right) = \frac{15}{4}$

2) Calc. $\frac{d}{dT}\left[\frac{M_S}{H_K}\right] = f(T)$

If $S=\frac{3}{2}$ $\quad \frac{K_1(T)}{K_1(0)} = \frac{1}{\frac{3}{2}\left(2\cdot\frac{3}{2}-1\right)}\frac{1}{Z}\left[(\cdot)_{\mu=3/2} e^{X\frac{3}{2}} + (\cdot)_{\mu=-3/2} e^{-X\frac{3}{2}} + (\cdot)_{\mu=\frac{1}{2}} e^{X\frac{1}{2}} + (\cdot)_{\mu=-\frac{1}{2}} e^{-X\frac{1}{2}}\right] =$

$$= \frac{1}{3}\frac{1}{Z}\left[2\operatorname{ch}\frac{3}{2}X\cdot\left(3\cdot\frac{9}{4}-\frac{15}{4}\right) + 2\operatorname{ch}\frac{1}{2}X\cdot\left(3\cdot\frac{1}{4}-\frac{15}{4}\right)\right] =$$

$$= \frac{1}{3}\frac{1}{Z}\left[6\operatorname{ch}\frac{3}{2}X + 2\cdot(-3)\operatorname{ch}\frac{1}{2}X\right] = \frac{2}{Z}\left[\operatorname{ch}\frac{3}{2}X - \operatorname{ch}\frac{1}{2}X\right]$$

$$Z = \sum_{\mu=-S}^{S} e^{X\mu} = 2\operatorname{ch}\frac{3}{2}X + 2\operatorname{ch}\frac{1}{2}X$$

$$\frac{K_1(T)}{K_1(0)} = \frac{\operatorname{ch}\frac{3}{2}X - \operatorname{ch}\frac{1}{2}X}{\operatorname{ch}\frac{3}{2}X + \operatorname{ch}\frac{1}{2}X} = \frac{2\operatorname{sh}X\cdot\operatorname{sh}\frac{X}{2}}{2\operatorname{ch}X\cdot\operatorname{ch}\frac{X}{2}} = \operatorname{th}X\cdot\operatorname{th}\frac{X}{2} \quad S=3/2$$

$$\sum_\mu e^{X\mu}\cdot\mu = \frac{3}{2}\left(e^{X\frac{3}{2}} - e^{-X\frac{3}{2}}\right) + \frac{1}{2}\left(e^{\frac{1}{2}X} - e^{-\frac{1}{2}X}\right) = 3\operatorname{sh}\frac{3}{2}X + \operatorname{sh}\frac{1}{2}X$$

$$m(T) = \frac{1}{ZS}\sum_\mu\left(e^{X\mu}\cdot\mu\right) = \frac{2}{3}\,\frac{3\operatorname{sh}\frac{3}{2}X + \operatorname{sh}\frac{1}{2}X}{2\left(\operatorname{ch}\frac{3}{2}X + \operatorname{ch}\frac{1}{2}X\right)} = \frac{1}{3}\,\frac{3\operatorname{sh}\frac{3}{2}X + \operatorname{sh}\frac{1}{2}X}{\operatorname{ch}\frac{3}{2}X + \operatorname{ch}\frac{1}{2}X}$$

$$3\operatorname{sh}\frac{3}{2}X + \operatorname{sh}\frac{1}{2}X = 2\left[\operatorname{sh}\frac{3}{2}X + \operatorname{sh}\frac{1}{2}X\right] + \left[\operatorname{sh}\frac{3}{2}X - \operatorname{sh}\frac{X}{2}\right] =$$

$$= 2\left[2\operatorname{sh}X\cdot\operatorname{ch}X\right] + 2\operatorname{sh}\frac{X}{2}\operatorname{ch}X$$

$$m(T) = \frac{1}{3}\,\frac{2\left[2\operatorname{sh}X\cdot\operatorname{ch}\frac{X}{2} + \operatorname{sh}\frac{X}{2}\operatorname{ch}X\right]}{2\operatorname{ch}X\cdot\operatorname{ch}\frac{X}{2}} = \frac{1}{3}\left[2\operatorname{th}X + \operatorname{th}\frac{X}{2}\right] \quad S=3/2$$

В MFA: $X = \frac{3}{(S+1)}\frac{m}{\tau} = \frac{6}{5}\frac{m}{\tau}$, можно подставить в $K_1(m)$, если $m(T)$ найдена

из $m = B_S\left[\frac{3S}{S+1}\frac{m}{\tau}\right]$.

Для $S = 3/2$, $B_S(x) = \frac{4}{3}\operatorname{cth}\frac{4}{3}x - \frac{1}{3}\operatorname{cth}\frac{x}{3}$

Escaneado con CamScanner

Seagate
Business Diary
Date Notes

$K_1(T)$

Обозначим $\frac{K_1(T)}{K_1(0)} \overset{\text{dat}}{=} x \to x = th\,X \cdot th\,\frac{X}{2}$ и $3m = 2th\,X + th\,\frac{X}{2}$

Исключим X отсюда аналитически.

$$th(X) = \frac{2sh\frac{X}{2}ch\frac{X}{2}}{2ch^2\frac{X}{2}-1} = \frac{2sh\frac{X}{2}}{ch^2\frac{X}{2}+sh^2\frac{X}{2}}\cdot ch^2\frac{X}{2} = \frac{2th\frac{X}{2}}{1+th^2\frac{X}{2}}, \quad th\frac{X}{2}=t$$

Тогда $x = \frac{2t^2}{1+t^2}$ и $3m = \frac{4t}{1+t^2} + t = t\left[1+\frac{4}{1+t^2}\right]$

$3m(1+t^2) = t[t^2+5]$, $t^3 - 3mt^2 + 5t - 3m = 0$, дано $t(m) \to x(m)$.

куб. ур

а) При $\frac{m}{T} \to 0$, $th\frac{X}{2} = t = th\left(\frac{1}{2}\frac{6}{5}\frac{m}{T}\right) = th\frac{3}{5}\frac{m}{T} \approx \frac{3}{5}\frac{m}{T} \approx \frac{3}{5}m$ и это же следует из уравн. $5t \times 3m$ при $T \to T_c$.

б) при $T \to 0$, $t = th\frac{X}{2} \approx 1$, $t = 1+\delta$, должно быть $x \sim m^3$.

Можно ли свести к неявному ур. $F(x,m)=0$?

$3m = t + \frac{4t}{1+t^2} = t + \frac{2}{t}\frac{2t^2}{1+t^2} = t + \frac{2}{t}x$, $t(x)$ легко найти

$(1+t^2)x = 2t^2$, $(2-x)t^2 = x$, $t^2 = \frac{x}{2-x}$, $t = \left(\frac{x}{2-x}\right)^{1/2} \geq 0$.

Итак $3m = \left(\frac{x}{2-x}\right)^{1/2} + 2\frac{(2-x)^{1/2}}{x^{1/2}}x = \left(\frac{x}{2-x}\right)^{1/2} + 2x^{1/2}(2-x)^{1/2}$

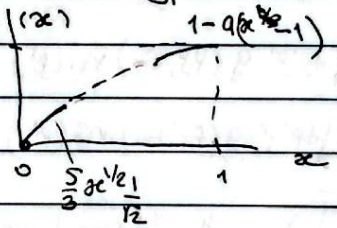
Или $3m = t\left[1+\frac{2}{t^2}x\right] = \left(\frac{x}{2-x}\right)^{1/2}\left[1+\frac{2x}{x}(2-x)\right] = \left(\frac{x}{2-x}\right)^{1/2}[5-2x]$

Ур. для нахожд. m как функции $x = K_1(T)/K_1(0)$, $S = 3/2$

$$m(x) = \frac{1}{3}\left(\frac{x}{2-x}\right)^{1/2}[5-2x], \quad 0 \leq x \leq 1,\ 0 \leq m \leq 1.$$

Наоборот, $x(m)$ можно записать как корень куб. уравнения:

$\to 9m^2(2-x) = (5-2x)^2 x$.



Представление $\Phi g^0_{zz}(pp')$: → – SW – $m_z(p)$

$$\int_0^1 dp' \ln t_m(p-p')\,m_z(p') \approx m_z(p)\int_0^1 dp' \ln t_m|p-p'|$$

$$J(p) = \int_0^1 dp' \ln t_m|p'-p| = \left|\begin{matrix} t_m p' = x' \\ t_m p = x \end{matrix}\right| = \frac{1}{t_m}\int_0^{t_m} dx' \ln|x'-x| = \frac{1}{t_m}\int_0^x dx' \ln(x-x') +$$

$$+\frac{1}{t_m}\int_x^{t_m} dx' \ln(x'-x) = \left|\begin{matrix} x-x'=y \\ -dx'=dy \end{matrix},\ \begin{matrix} x'-x=z \\ dx'=dz \end{matrix}\right| = \frac{1}{t_m}\int_x^0 dy(-1)\ln y + \frac{1}{t_m}\int_0^{t_m-x} dz \ln z =$$

$$= \frac{1}{t_m}\int_0^x dy \ln y + \frac{1}{t_m}\int_0^{t_m-x} dz \ln z = \frac{1}{t_m}\left[y\ln y - y\right]_0^x + \frac{1}{t_m}\left[z\ln z - z\right]_0^{t_m-x} = \frac{1}{t_m}x[\ln x - 1] +$$

$$+\frac{1}{t_m}(t_m-x)[\ln(t_m-x)-1] = p[\ln t_m p - 1] + (1-p)[\ln t_m(1-p) - 1] =$$

$$= p\ln t_m p + (1-p)\ln t_m(1-p) - 1 = p\ln\frac{p}{1-p} + \ln[t_m(1-p)] - 1$$ — растет "логарифмически" с $t_m \uparrow$ (если $p \neq 1$)

Escaneado con CamScanner

Seagate Business Diary

Date Notes

$\frac{\partial J_0(t\rho)}{\partial \rho} = t\frac{\partial J_0(x)}{\partial x} = -t J_1(t\rho)$

Гранич. условия и точность $g^0_{22}(\rho\rho')$ тут →

$\lambda m(\rho) = \int_0^1 d\rho' \rho' g^0_{22}(\rho\rho') m(\rho')$, $g^0_{22}(\rho\rho') = -\frac{4\pi}{\beta}\int_0^\infty dt [1-e^{-\beta t}] J_0(t\rho) J_0(t\rho')$

Попробуем найти ур. условие при $\rho=1$.

$\lambda m(1) = \int_0^1 d\rho' \rho' g_{22}(\rho=1,\rho') m(\rho')$, $\lambda \frac{\partial m(\rho)}{\partial \rho} = \int_0^1 d\rho' \rho' \frac{\partial g(\rho\rho')}{\partial \rho} m(\rho') =$

конечно

$= -\frac{4\pi}{\beta}\int_0^\infty dt \int d\rho' \rho' m(\rho') [1-e^{-\beta t}] (-1) t J_1(t\rho) J_0(t\rho')$

$\lambda \frac{\partial m(1)}{\partial \rho} = \frac{4\pi}{\beta}\int d\rho' \rho' m(\rho') \int dt [1-e^{-\beta t}] t J_1(t) J_0(t\rho') = \int dt [1-e^{-\beta t}] t J_1(t) F(t)$

$F(t) = \frac{4\pi}{\beta}\int d\rho' \rho' m(\rho') J_0(t\rho')$,

$\lambda m(1) = -\frac{4\pi}{\beta}\int d\rho' \rho' m(\rho') \int dt [1-e^{-\beta t}] J_0(t) J_0(t\rho') = -\int dt [1-e^{-\beta t}] J_0(t) F(t)$

$J_{n-1} + J_{n+1} = \frac{2n}{x} J_n$, $J_{n-1} - J_{n+1} = 2J_n'(x)$, $F(t)$ надеюсь не медленнее чем $1/t$.

$J_0(t) = \frac{2}{t} J_1(t) - J_2(t)$. Ясно? с прав.-ур. при $\rho=1$.

→ Но $J_s(\rho) = \rho \ln t_m \rho + (1-\rho)\ln t_m(1-\rho) - 1$ можно расск. как производную к слабой зависимости $\lambda(\rho)$.

$J_s(\rho) = \rho[\ln t_m + \ln\rho] + (1-\rho)[\ln t_m + \ln(1-\rho)] - 1 = \ln t_m + \rho\ln\rho + (1-\rho)\ln(1-\rho) - 1$

$\lambda m(\rho) = \int d\rho' \rho' \left(-\frac{4\pi}{\beta}\right)\left[\int_0^{t_m} dt [1-e^{-\beta t}] J_0(t\rho) J_0(t\rho') - \frac{1}{\pi\sqrt{\rho\rho'}} Ci[t_m(\rho-\rho')]\right] m(\rho') =$

$= \left(-\frac{4\pi}{\beta}\right)\int d\rho' \rho' \int_0^{t_m} dt [1-e^{-\beta t}] J_0(t\rho) J_0(t\rho') m(\rho') + \frac{4\pi}{\pi\beta}\int_0^1 d\rho' \rho' \frac{1}{\sqrt{\rho\rho'}} Ci[t_m(\rho-\rho')] m(\rho') =$

$\cong \int d\rho' \rho' g(\rho\rho', t_m) m(\rho') + \frac{4}{\beta} m(\rho)\int_0^1 d\rho' [C + \ln t_m(\rho-\rho')] =$

$= \int d\rho' \rho' g(\rho\rho', t_m) m(\rho') + \frac{4}{\beta} m(\rho)[C + \underbrace{J_s(\rho)}_{\text{"}J_s'(\rho)}]$, $\beta t_m \gg 1$, т.е. $\beta \neq 0$.

$\left[\lambda - \frac{4}{\beta} J_s'(\rho)\right] m(\rho) = \int_0^1 d\rho' \rho' g(\rho\rho', t_m) m(\rho')$

→ $J_s'(\rho) = \ln t_m + \rho\ln\rho + (1-\rho)\ln(1-\rho) + C - 1$, $\lambda \to \lambda(\rho) = \lambda - \frac{4}{\beta} J_s'(\rho)$

Т.е. обрезание $\int dt(\dots)$, введение конечного "t_m" ведет к увелич. $|\lambda|$, т.к. $\lambda = -4\pi + O(\beta) < 0$. Причем поправка $J_s' \sim \ln t_m$ не надеюсь, а расчет с ростом "t_m". Как смысла использ. большие t_m, надо только выполнить $t_m \gg \frac{1}{\beta}$ ($t_m \sim 1000 - 2000$ are ok).

Для $t_m \approx 1000$, $J_s'(\rho) = \ln t_m + \underbrace{\rho\ln\rho + (1-\rho)\ln(1-\rho) + C - 1}_{\text{этот член} < 0} \approx 0$

Escaneado con CamScanner

Seagate

Business Diary

Date Notes

16/VII Написала отчёта за 2 недели. Поездка на дальнее озеро. Получили exp. paper по FePt $K_1(T)$ by Xiaowei Wu et al. Они использовали Закон Sharrock для того, чтобы найти H_K и K_u из данных $H_a(t)$. Точность такого метода — непредсказуема, ошибка может быть ~100%. Но $M_S(T)$, видимо, можно верить.

17/VII • Послал X.Wu files с моими расчетами для $S=3/2$, $K_1(T)$, $H_K(T)$. Получил ответ, что $K_1(T)$, $H_K(T)$ падают с ростом T более быстро, чем $S=3/2$ - MFA предсказывает, ближе к $S=\infty$, т.е. Закону $\hat{I}_{k+k_2}(x)$ by Kaffer.

• Вычитал SW-chain paper, сделал Figs в принятой для APL форме, написал Letter to Editor и послал вы в APL.

• Участвовал в семинаре by J. Zhu (CMU). Он рассказывал о max и min mag. noise в heads как $f(H_{bias})$ на основе простой micromagnetic. модели θ_1, θ_2 с однород. намагниченностями $\vec{M}_{1,2}$ 2м слоёв.

FePt - $K_1(T)$

18/IV Эксп. Xiaowei по $K_1(T)$, $H_K(T)$ of FePt ($Pt_{45}Pt_{55}$, not fully ordered)

$M_S(T)$ мерялось в поле $H=50$ kOe, считаем это это saturation.

$\frac{M_S(300K)}{M_S(100K)} \simeq \frac{1}{1,19} = 0,84$, $\frac{K_1(300K)}{K_1(100K)} = \frac{0.93}{1.52} = 0,61$, т.е.

$K_1(T) \sim [m(T)]^{2,8}$ в этом интервале. Это $\approx m^3$ - law by Akulov-Zener. Это безотносительно к величине T_c, которая может отличаться от $T_c = 750$ K.

Более точно $\frac{K_1(300)}{K_1(100)} = 0,63$, что дает $K_1(T) \sim m^{(2.7)}$, $n=2.7$

$T = 100$ K соотв. $\frac{T}{T_c} = \frac{100}{750} = 0.133$; $T = 300K \rightarrow \tau = \frac{300}{750} = 0.4$.

→ Для MFA ($\kappa S \to \infty$) calc $\frac{M_S(0.4)}{M_S(0.133)} = 0,883$, exp. $\frac{M_S(0.4)}{M_S(0.133)} = 0.835$ — сильнее падает.

→ calc $\frac{K_1(300)}{K_1(0.133)} = 0,693$, тогда как exp. $\frac{K_1(0.4)}{K_1(0.133)} = 0,630$ — сильнее падает

Т.е. в эксперименте наблюдается более сильное падение $M_S(T)$, $K_1(T)$, чем в MFA, assuming $S=\infty$ в low-temperature range $\frac{T}{T_c} = [0,13, 0.4]$.

Причина — возможно T_c (750 K) завышена, уменьшение $T_c \rightarrow$ увеличению $\frac{T}{T_c}$ и

Escaneado con CamScanner

Seagate

Business Diary

Date Notes

Более грубая $K_1(T), M_s(T)$ для $\forall S$. Другая крайность – неточность MFA-m(T).

•1) Уменьшить T_c и остаться в рамках MFA для $m(T), K_1(T)$

•2) использ. $m_{exp}(T)$ для нахождения $K_1(m)$,

(т.е. зная $\frac{m_1}{m_2} = \frac{m(T_1)}{m(T_2)}$, найти $\frac{K_1(T_1)}{K_1(T_2)} = \frac{K_1(m_1)}{K_1(m_2)}$),

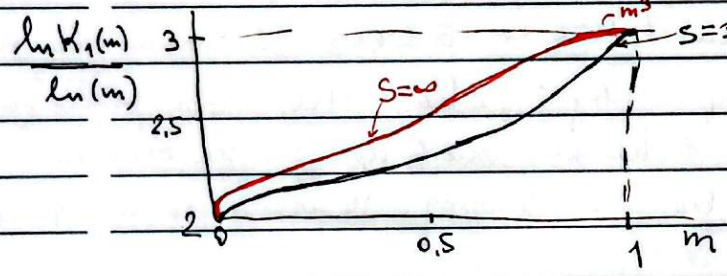
к сожалению абсолютные m_1, m_2 — неизвестны (m_1, m_2 есть в $a.u.$), т.к. не знаем $M_s(0)$, поэтому $m(0)$ в эксп.-единицах.

В случае $K_1(m) \sim m^n$, $\frac{K_1(m_1)}{K_1(m_2)} = \left(\frac{m_1}{m_2}\right)^n$ и $m(0)$ не нужно.

Для $S \to \infty$ $K_1(m) \sim m^3$ выполняется лишь при $m(T) > 0.9$, а $K_1(m) \sim m^2$ выполн. лишь при $m < 0.1$ (т.е. $T \to T_c$).

Для $S = 3/2$ $K_1(m) \sim m^3$ выполн. лишь при $m(T) \to 1$, $m > 0.995$,

а $K_1(m) \sim m^2$ выл. лишь при $m \to 0$



→ Но если считать $m(100K) = m(0) = 1$, то $m(300K) = 0{,}835$ по зависимости $K_1(m)$ для $S = 3/2$ соотв. $K_1[m = 0{,}835] = 0{,}612 \cdot K_1(0)$ (K1(100K) ≈ K1(0))

в хорошем согласии с exp. $K_1(300K) = 0{,}630 \cdot K_1(0)$

Тогда как для $S = \infty$ $K_1(300K) = 0{,}586 \cdot K_1(0)$ – хуже соотв. эксперименту.

Т.е. слабая зависимость $K_1^{S=3/2}(T)$ есть результат MFA.

$K_1^{S=3/2}(m_{exp})$ лучше описывает эксперимент, чем $K_1^{S=\infty}(m_{exp})$

$m(T) = m_{exp}(T)$. Хотя $K_1^{S=3/2}(m)$ и $K_1^{S=\infty}(m)$ мало отличаются при $m \approx 0{,}8 - 0{,}9$, но уточнение $m(0)$, $(m(100K) \neq 1)$ приведет $m(T) < 0{,}8$ и большему различию $K_1^{S=3/2}(m)$ и $K_1^{S=\infty}(m)$.

→ Вопрос T_c: 750K – много, т.к. наш образец не bulk, не полностью упорядочен и состав $x = 45$ $Fe_x Pt_{1-x}$ отл. от $FePt$ – AuCu ($L1_0$).

Escaneado con CamScanner

Seagate

Business Diary

Date Notes

FePt – поправка к $K_1(T)$ из-за 2го порядка ТВ $\frac{H_A}{H_{ex}}$

Вычислим поправку 2-го порядка температурной ТВ к $K_1(T)$, учитывая только A_{20} (см. PRB' 97).

Надо вычислить $f_J(T/T_c)$ для $J=1$ и $3/2$ (у R-исправлено для других J).

$H_A(T) = H_A^{linear}(T)\left[1+\varepsilon(T)\right]$, $\varepsilon(T) = \frac{\delta K_1(T) + 2\delta K_2(T)}{K_1(T)}$

$t=\frac{T}{T_c}$, $y(t) = \frac{T_{ex}}{T_c}|g_J-1|\frac{\beta(t)}{t}$, $\beta(t) = \frac{M_B(T)}{M_B(0)}$, $T_{ex} = 2\mu_B H_{ex}(0)$

$\mathcal{H}_{ex} = 2(g_J-1)\mu_B J\cdot H_{ex}$, $H_{ex}(T) = H_{ex}(0)\beta(T)$

$y = 2\mu_B H_{ex}(0)(g_J-1)\beta(T)\frac{1}{T}$. $S = 2(g_J-1)J$.

У меня $\mathcal{H}_{ex} = \hat{X}\hat{S}_z\left(-\frac{1}{\beta}\right)$, $\mathcal{H}_{ex} = -\mu H_{ex} = g\mu_B S\cdot H_{ex}$

т.е. надо $2(g_J-1)J \to gS$, $J\to S$, $H_{ex}(T) = \lambda M_s(T)$, $M_s(T)$ из решения ур-я Бриллюэна – MFA.

$\to y = g\mu_B H_{ex}(T)\frac{1}{k_BT} = \frac{1}{S}\frac{\mu H_{ex}(T)}{k_BT} = \frac{1}{S}x = X$, $X = \frac{3}{(S+1)}\frac{m}{t}$, $\tau = \frac{T}{T_c}$ в MFA.

и $J\to S$ повсюду в $f_J(t)$.

$\varepsilon(T) = -\frac{3}{8}\frac{(\theta_2 A_{20})}{T_{ex}} f_S(t)$ – θ_2 входит из f_J. $\xi = 2(g-1)\mu_B JH\frac{1}{k_BT} \to x = g\mu_B S\frac{H_{ex}}{k_BT}$

$K_1(x) = -\frac{3}{2}(\theta_2 A_{20})S^2 B_S^{(2)}(x)$, $\langle C_m^n(\vec{S})\rangle = S^n B_S^{(n)}(x)$.

$C_m^n(\vec{S})$ – Неприв. тенз. оператор, $C_m^n(\vec{S}) = \sqrt{\frac{4\pi}{2n+1}}Y_{nm}(\vec{S})$,

$Y_{nm}(\vec{n})$ – сферическая гармоника

Linear $K_1(x) = -\frac{3}{2}(\theta_2 A_{20})\sqrt{\frac{4\pi}{5}}\langle Y_{20}(\vec{S})\rangle_T$

$Y_{20}(\vec{S}) = \sqrt{\frac{5}{4\pi}}\frac{1}{2}\left[3S_z^2 - S(S+1)\right]$

$K_1(T) = -\frac{3}{4}(\theta_2 A_{20})\langle 3\hat{S}_z^2 - S(S+1)\rangle_T = \langle \hat{\mathcal{H}}_A\rangle_0 \frac{1}{\sin^2\theta}$

~~$\mathcal{H}_A = -\frac{3}{4}(\theta_2 A_{20})(3\hat{S}_z^2$~~

$K_1(0) = -\frac{3}{4}(\theta_2 A_{20})(3S^2 - S(S+1)) = -\frac{3}{4}(\theta_2 A_{20})S(2S-1)$

$K_1(T) = K_1(0)\frac{1}{S(2S-1)}\langle 3S_z^2 - S(S+1)\rangle_T$, $K_1(0)$ – параметр анизотропии (из эл. теории).

Можно в качестве параметра анизотропии взять $k_2 = -\frac{3}{4}(\theta_2 A_{20})$

$k_BT_{ex} = 2\mu_B H_{ex}(0) = 2\mu_B\lambda M_s(0) \sim J$ – микроскоп. exchange integral.

Escaneado con CamScanner

Seagate
Business Diary

Date 19/VII Notes

За пределами linear theory of $K_1(T)$

Поправка 2-го порядка теории возм. - ТВ к $H_K(T)$.

$$\varepsilon(T) = -\frac{3}{8}\frac{A_{20}\theta_2}{T_{ex}}\frac{T_{ex}}{T_c}\frac{1}{Z_0(y)\langle C_0^2(\vec{s})\rangle_T}\frac{1}{\tau}\left[\dots\right], \quad \tau = \frac{T}{T_c}.$$

функция y, см. Eq.8 - PRB'97.

$Z_0(y) = Z_0(X)$ - стат. сумма с $H_{ex} = H_0$ - только.

$$\langle C_0^2(\vec{s})\rangle_T = \sqrt{\frac{4\pi}{5}}\langle Y_{20}(\vec{s})\rangle = \frac{1}{2}\langle 3S_z^2 - S(S+1)\rangle_T$$

$$\langle \dots\rangle_T = \frac{1}{Z_0}\sum_{\mu=-S}^{S}\langle\mu|(\dots)|\mu\rangle e^{X\mu}, \quad X = y = \frac{x}{s} = \frac{3}{(S+1)}\frac{m}{\tau} \text{ в MFA.}$$

аргумент ф. Бриллюэна

$$\langle 3S_z^2 - S(S+1)\rangle_T = S(2S-1)\frac{K_1(0)}{K_1(T)}, \text{ где } K_1(T) - \text{в рамках linear theory (ТВ - 1го порядка)}$$

$$Z_0(y)\langle C_0^2(\vec{s})\rangle_T = \frac{1}{2}\sum_{\mu=-S}^{S}\left[3\mu^2 - S(S+1)\right]e^{X\mu}$$

$$\varepsilon(T) = -\frac{3}{8}\frac{(A_{20}\theta_2)}{T_c}\frac{2}{\sum_\mu\left[3\mu^2 - S(S+1)\right]e^{X\mu}}\frac{1}{\tau}\left[\dots\right] = -\frac{3}{4}\frac{(\theta_2 A_{20})}{T_c}\frac{1}{\tau}\frac{\left[\dots\right]}{\sum\left[3\mu^2 - S(S+1)\right]e^{X\mu}}$$

Но $K_1(0) = -\frac{3}{4}\theta_2 A_{20} S(2S-1)$, $[K_1]_{\text{здесь}} = \frac{K}{\text{f.u.}}$ or $\frac{\text{эрг}}{\text{f.u.}}$ если $\times k_B$.

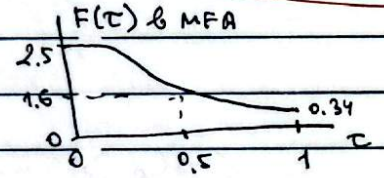
$$\varepsilon(T) = \frac{1}{S(2S-1)}\frac{K_1(0)}{T_c}\frac{1}{\tau}\frac{\left[\dots\right]}{\sum_\mu\left[3\mu^2 - S(S+1)\right]e^{X\mu}}, \quad [\dots] - \text{это } (\dots) \text{ в Eq.(8) PRB'97.}$$

$[\dots] = F(X)$

Обозначим $F(\tau) = \frac{1}{\tau}\frac{[\dots]}{\sum\left[3\mu^2 - S(S+1)\right]e^{X\mu}}$, $[\dots] = \left[\frac{1-e^{-y}}{y}S_1(y) - \dots\right]$

$y = X = \frac{3}{S+1}\frac{m(\tau)}{\tau}$

$$\rightarrow \varepsilon(\tau) = \frac{1}{S(2S-1)}\frac{K_1(0)}{T_c}F(\tau), \quad \text{в MFA } m(\tau) \text{ из ур. Бриллюэна.}$$



$F(\tau)$ - довольно велика.

Ответ: $K_1(0) = 1.3$ meV / unit cell, т.е. на 2 атома Fe

FePt - unit cell - fct содержит - 2 ат. Fe и 2 атома Pt.

Тур. метод: $1\,K = 8.62\cdot10^{-5}$ eV, $1\,K = 0{,}695\ \text{cm}^{-1}$. $1\text{eV} = 1{,}60\cdot10^{-12}$ эрг.

$K_1(0) = 0{,}65\ \frac{\text{meV}}{\text{f.u.}}$, 1 f.u. = FePt - 1 атом Fe. $K_1(0) = 15.1\ \frac{K}{\text{u.cell}}$

$1\text{eV} = 1{,}16\cdot10^4\,K$, $K_1(0) = 0.65\ \text{meV} = 0{,}65\cdot10^{-3}\cdot1{,}16\cdot10^4\,K = 7{,}54\,K$

→ Для FePt, $S = 3/2$, $\frac{K_1(0)}{T_c} = \frac{7.54\,K}{750\,K} = 0{,}01$ - всего

$\varepsilon(\tau) = \frac{1}{3}\cdot0{,}01\cdot F(\tau)$, $\max_{\tau\to0}\varepsilon(\tau) = \frac{2.5}{3}\cdot0{,}01 = 0{,}83\cdot10^{-2} = 0.83\,\% \approx 1\,\%$

$\max\varepsilon(\tau) < 1\,\%$

→ Но нужно оставить все для unit cell (везде $\mu = 3\mu_B$ и $S = 3/2$ было для unit cell) Тогда $\varepsilon(\tau) \le 2\cdot0.83 = 1.7\,\%$

Escaneado con CamScanner

FePt

Seagate Business Diary

Date Notes

Маг. момент Fe: $\mu_{Fe}(\text{на unit cell}) = M_s V_{u.c.} / \mu_B = \frac{1.125 \cdot 10^3 \cdot 55.4 \cdot 10^{-24}}{9.27 \cdot 10^{-21}} = \frac{1.125 \cdot 55.4}{9.27} = 6.72$

В fct $L1_0$-FePt эл. ячейке – 2 Fe atoms, $\mu_{Fe}(\mu_B/\text{atom}) = 3.36 \times 3$ (spin part)

FePt – $L1_0$, fct – тетрагон. face centered решетка, c, a – параметры.

J. U. Thiele et al. JAP'02 дают для $Fe_{50}Pt_{50}$ bulk alloys

$a = 3{,}87\ \text{Å}$, $c = 3{,}70\ \text{Å}$. $K_{1(0)}$ энергия MAE per u. cell.

$V_{u.cell} = a^2 c = (3.87\ \text{Å})^2 \cdot 3{,}70\ \text{Å} = 55{,}4 \cdot \text{Å}^3 = 55{,}4 \cdot 10^{-24}\ \text{cm}^3$

$K_1\ (\text{эрг/см}^3) = \frac{K_1(0)}{V_{u.cell}} = \frac{1{,}3\ \text{meV}}{55{,}4 \cdot 10^{-24}\ \text{cm}^3} = \frac{1{,}3 \cdot 10^{-3} \cdot 1{,}60 \cdot 10^{-12}\ \text{эрг}}{55{,}4 \cdot 10^{-24}\ \text{cm}^3} = 3{,}75 \cdot 10^7\ \text{эрг/см}^3$

FePt

Если ошибка $\varepsilon(\tau)$ of linear теории так мала, $< 1\%$, то нет смысла считать ее точнее, чем в MFA.

$\max_{\tau \to 0} \varepsilon(\tau) = 1{,}7\%$ – если все рассчитывать на unit cell, т. е. linear theory of magn. anisotropy дает хорошую точность – применима во всем темп. интервале.

$\to$ exp. $K_{1(0)} \approx 10^8\ \text{эрг/см}^3$

max $\varepsilon(\tau) \approx 5\%$

$\to$ Анизотропия обмена в FePt.

$\mathcal{H}_{ex} = -\sum_{ij} J^{\parallel}_{ij} \vec{S}_i \vec{S}_j - \sum J^{\perp}_{ij} S^z_i S^z_j$, видно $J^{\parallel} > J^{\perp}$.

(в плоск. базиса) (⊥ базису, ∥ c)

$J^{\parallel} \vec{S}\vec{S} + J^{\perp} S^z S^z = J^{\parallel}(\vec{S}\vec{S} + S^z S^z) + (J_\perp - J_\parallel) S^z S^z$, $\Delta J = J_\perp - J_\parallel$

а) $\mathcal{H}_{ex} = -\sum_{ij}^{nn} J^{\parallel}_{ij} \vec{S}_i \vec{S}_j - \sum_{ij} \Delta J_{ij} S^z_i S^z_j$, точнее • а) пары ij – разные,

(изотропн.) • б) пары ij – одинак., но $J_\parallel, J_\perp$ разные

$\mathcal{H} = -\sum_{(i,j \in nn)} J^{\parallel}_{ij} \vec{S}_i \vec{S}_j - \sum_{(ij \perp nn.)} J^{\perp}_{ij} \vec{S}_i \vec{S}_j =$

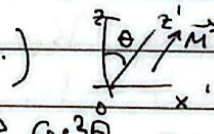
$= -\sum_{(ij\text{-все})} J^{\parallel}_{ij} \vec{S}_i \vec{S}_j + \sum_{(ij \perp nn.)} (J^{\parallel}_{ij} - J^{\perp}_{ij}) \vec{S}_i \vec{S}_j$ – изотроп. обмен в плоск. $J_\parallel$ и $\perp$ плоск. ($J_\perp$)

Видно случай б) – более физичен и понятен (приводит к uniaxial anisotr.)

(XXZ-model)

$\to \mathcal{H}_{ex} = -\sum_{ij} J^{\parallel}_{ij} \vec{S}_i \vec{S}_j - \sum_{ij} \Delta J_{ij} S^z_i S^z_j = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_1$, $\mathcal{H}_1 \ll \mathcal{H}_0$.

TB: $F = F_0 + \langle \mathcal{H}_1 \rangle_0$, $S^z_i = S^{z'}_i \cos\theta + (\text{поперечн. эл.})$



$\langle \mathcal{H}_1 \rangle_0 = -\left\langle \sum_{ij} \Delta J_{ij} S^z_i S^z_j \right\rangle_0 = -\left\langle \sum_{ij} \Delta J_{ij} S^{z'}_i S^{z'}_j \right\rangle_0 \cos^2\theta =$

$= -\sum_{ij} \Delta J_{ij} \langle S^{z'}_i S^{z'}_j \rangle_0 \cos^2\theta$, т. е. надо вычислить кор. функцию

$G^{ij}_{i,j} = \langle S^{z'}_i S^{z'}_j \rangle_0$, в MFA $\langle S^{z'}_i S^{z'}_j \rangle_0 = \langle S^{z'}_i \rangle_0 \langle S^{z'}_j \rangle_0 = \langle S^{z'} \rangle^2_0$

Тогда в MFA $\langle \mathcal{H}_1 \rangle_0 = -\langle S^{z'} \rangle^2_0 \cos^2\theta \sum_{ij} \Delta J_{ij} = (\text{изотр.}) + \left[\langle S^{z'} \rangle^2_0 \sum_{ij} \Delta J_{ij}\right] \sin^2\theta$,

т. е. $K_{1ex}(T) = \langle S^{z'} \rangle^2_0 \sum_{ij} \Delta J_{ij} = \lambda S^2 m^2(T)$, $m(T) = \frac{1}{S}\langle S^{z'} \rangle_0$ – относит. намагниченность,

$\lambda = \sum_{ij} \Delta J_{ij}$ $\to$ см. след. стр.

В Aug. Progr. Report $K_{1ex} \sim m^2(T)$.

Escaneado con CamScanner

Seagate

Business Diary

Date Notes

Xiaowei прислала $m(T)$ – эксп. в интервале 12–300 K для FePt – пленки granular.

$m(12K) = 1{,}000$; $m(300K) = 0.801$

Исп. ур. от 15/VII $\partial m^2(2-x) = (5-2x)^2 x$, $x = \frac{K_1(T)}{K_1(0)}$

Вычисление $K_1(T)$ на основе $m_{exp}(T)$ – решение, надо немного быстрее экспериментальной. Можно исп. $S=1$ для запоздания падения Calc – $K_1(T)$. Calc $\frac{K_1(300)}{K_1(100)} = 0{,}593$, exp. $\frac{K_1(300)}{K_1(100)} = 0{,}630$.

Послан file $K_1(T)$ – calc. to Xiaowei and Roy.

Найти Ref. 5,7 из Xiaowei – заготовки по $K_1(T)$ и

→ Ref. 8. H. Pfeiffer, Ph. Stat. Sol. (a) 118, 295 (1990).

СМЧ library и/или IEEE TM 26, 193 (1990) – MP Sharrock.

bulk FePt – ФММ 38 505 (1974) – Men'shikov

ФММ 67, 76 (1989) – Maykar

M(H) uniaxial J. Phys. D Appl. Phys. 32, 2599 (1999) – Miller Y.

+JMMM 72 307 (1988) – Vaghinger – SW

Обзор – Progr. Surf. Sci. 18, 1 (1985) – SW – Grunberg

+J AP 51 4340 (1980), 52, 6824 (1981) – Grunberg

Обзор – Adv. Phys. 42 523 (1993) – Heinrich

+ФММ 64, 36 (1987) – double layers f. – Gus.

продолжение → Анизотропия обмена в FePt – вклад ее в $K_1(T)$.

Вклад $K_{1ex}(T) = \lambda S^2 m^2(T)$ в MFA, S – local spin, $\lambda = \sum_{ij} \Delta J_{ij}$,

Здесь (ij) – все узлы решетки, а критична — $\Delta J_{ij} = J_{ij}^{\perp} - J_{ij}^{\parallel}$.

появление $J_{ij}^{\parallel}$ (возр. при $S_i^{x,y} S_j^{x,y}$) и $J_{ij}^{\perp}$ (возр. при $S_i^z S_j^z$) – наличие у магнитного иона орбит. момента. Тогда $J^{\parallel}$ и $J^{\perp}$ – матричные элем. ов, зависящие от орбит. квант. чисел, а $\hat{H} = -\sum J^{\parallel} S^{\alpha} S^{\alpha} - \sum J^{\perp} S^z S^z$ эф. спин-гамильтониан.

$K_{1ex}(0) = \lambda S^2$, $m(T) = \frac{M_S(T)}{M_S(0)}$, $m(0) = 1$, $\frac{K_{1ex}(T)}{K_{1ex}(0)} = m^2(T)$

(обмен $J^{\parallel}$ и $J^{\perp}$ от T не зависит)

В отчет 10/X → сравнить с Iwata, Okamoto '02 и Thiele '02

В отчете 16/VIII иначе $\frac{K_{1ex}(T)}{K'_{1ex}(0)} = \frac{\Delta J}{J} m^2(T)$, $\lambda = \Delta J$ (обмен. соседи только), $K'_{1ex}(0) = JS^2$ там.

Escaneado con CamScanner

Seagate

Business Diary

Date 22/VII Notes

План работы на ближ. время:

Темы (приоритеты)

I Vortex - statics and dynamics:

2 → 1) v. - statics - paper - MPD, v. shift models, $b(z)$ - угол сопр. от „z"
(Scholz, Novosad)

Vortex-mode Appl. to m. reversal → 2) v. - dynamics - theory paper - Figs., Eqs. (Scholz, Novosad)

3) рассм. cond-mat paper by Ivanov (гр. уск. и $\omega(k) \to 0$ на крит. линии)

→ 4) Написать Crowell о законах ТМ и предш. сотр. / paper.

II SW in non-ellipsoidal elements:

1

State gen. theory

1) закончить SW - PRB paper со Славиным и объяснить exp. by Mach

Объяснение Inductive exp. (reads) → 2) Объяснение exp. Crawford - Patwari на rect. и cylindrical 15 и 5 μm elements (упор на cylindr. - eigenfunctions и boxlog of ef. pinning)

Объяснение Kerr-exp. → 3) Paper по объяснению Kerr - exp. by Tamaru - Crawford (Со Славиным, Chantrell, если найдет нового exp.)

4) объяснение exp. Глеба на цил. дозах: uniax. 4-fold anisotropy, SWR

5) Объяснение новых эксп. Mochi's group и papers Yukawa - Abe (JAP 71, 7th)

III Mag. noise and SW - spectra

4

1) Продолжить с Оксаной и Roy - SW chain (более реал. геометрия)

Start Mag. noise (Reads) → 2) Начать описание SW - spectra в двухсл. пленке - noise - heads с учетом exch. J_{12} и dip-dip interaction

3) Обзор работ (Zhu, Heijden, Safonov - Bertram, Chubykalo - Chantrell)

IV HAMR, SOMA, FePt:

3

1) Расчет M_z в оерерит. Засеяние with twin с/без обменом (D ~3-4 nm) и $M(H)$, $M_r - H_c$ of 2D - hexagon. arrays of FePt granules, induced K_1

Application $K_1(T)$ для HAMR → 2) Описание $K_1(T)$, $M_s(T)$ в FePt - гранулах и HAMR - media (Задис для Andreas) и объяснение exp. by Xiaowei по FePt - $K_1(T)$

Тек. дела: Отвезать Славину и Gubbiotti / подготовить докл. Pitts. Conf.

1) оплата bills (кв. тел. Lanatus, TV, electr.); 2) Green card appl.

3) travels to Japan / Korea и MMM - Tampa

→ 4) оформ. autoinsurance на см. помощь (AAA); → 5) Поре сдать на US - права

→ 6) А. оформ. в школу; → 7) сходить с Ю. в Immigr. Office

Escaneado con CamScanner

Seagate

Business Diary

Date Notes

Расчет для $S=\infty$ по $\hat{I}_{s/2}(x) = \frac{I_{\ell+1/2}(x)}{I_{1/2}(x)}$, $K_1(m)$ производился численно не как прежде.

Использовали (Allen-Callen PR-65)

$$\begin{cases} \frac{K_1(T)}{K_1(0)} = \hat{I}_{s/2}(x) = 1 - \frac{3}{x}m - \frac{3}{x}\,\frac{3m - x[1-m^2]}{2m - x[1-m^2]}\,\gamma\frac{H}{H_0} \\ m(T) = \operatorname{cth} x - \frac{1}{x} \end{cases} \Rightarrow K_1(m)$$

т.е. нужно решить (для $S\to\infty$) $\begin{cases} x = 1 - \frac{3}{x}m \\ m = \operatorname{cth} x - \frac{1}{x} \end{cases} \Rightarrow x(m)$, $\frac{K_1(T)}{K_1(0)}$

$$\hat{I}_{s/2}(x) = \underbrace{\hat{I}_{1/2}(x)}_{=1} - \frac{3}{x}\underbrace{\hat{I}_{3/2}(x)}_{=m(x)} = 1 - \frac{3}{x}m(x)$$

Можно x исключить аналитически. $1-x = \frac{3}{x}m$, $x = \frac{3m}{1-x}$

получим $x(m)$ вперед. из $m = \operatorname{cth}\left(\frac{3m}{1-x}\right) - \frac{(1-x)}{3m}$ $S\to\infty$.

$\Rightarrow K_1^{Sinf}(T)$ и $K_1^{S=3/2}(T)$ довольно близки друг к другу если $m \geq 0.8$ как в exp., где $12K < T < 300$ K. $K_1^{(3/2)}(T)$ чуть выше.

$\frac{\Delta K}{K} = \frac{K_1^{3/2} - K_1^{Sinf}}{K_1^{Sinf}} = \frac{0.551 - 0.522}{0.522} = 5.6\%$ при $m = 0.80$.

Но уже при $m = 0.5$ $\frac{\Delta K}{K} = \frac{0.194 - 0.165}{0.165} = 15.8\%$

Для $S=\infty$ $m + \frac{(1-x)}{3m} = \operatorname{cth}\left(\frac{3m}{1-x}\right)$, $m^2 + \frac{1}{3}(1-x) = m\operatorname{cth}\left(\frac{3m}{1-x}\right)$

Для $S=1$ $x = \frac{1}{1(2\cdot1-1)}\frac{1}{Z}\sum_{\mu=-1}^{0,1}\left[3\mu^2-2\right]e^{x\mu} = \frac{1}{Z}\left[e^{x\mu}_{1} + e^{-x\mu}_{1} - 2\right] =$

$Z = \sum_{\mu} e^{x\mu} = e^{x} + e^{-x} + 1 = 1 + 2\operatorname{ch}X$, $= \frac{1}{2}2\left[\operatorname{ch}X - 1\right]$

$x = 2\frac{\operatorname{ch}X - 1}{1 + 2\operatorname{ch}X}$, $m = \frac{1}{ZS_\mu}\sum \mu e^{x\mu} = \frac{1}{2}\left[e^{x} - e^{-x}\right] = \frac{2\operatorname{sh}X}{1+2\operatorname{ch}X}$

$\operatorname{ch}x - 1 = \operatorname{ch}^2\frac{x}{2} + \operatorname{sh}^2\frac{x}{2} - 1 = \left|\operatorname{ch}^2\frac{x}{2} - \operatorname{sh}^2\frac{x}{2} = 1\right| = 2\operatorname{sh}^2\frac{x}{2}$

$x = 4\frac{\operatorname{sh}^2\frac{X}{2}}{1+2\operatorname{ch}X}$, $m = 4\frac{\operatorname{sh}\frac{x}{2}\operatorname{ch}\frac{x}{2}}{1+2\operatorname{ch}X}$, $\frac{x}{m} = \operatorname{th}\frac{X}{2}$

$1 + 2\operatorname{ch}X = 3 + 4\operatorname{sh}^2\frac{X}{2} = 1 + 2\left(2\operatorname{ch}^2\frac{X}{2} - 1\right) = 4\operatorname{ch}^2\frac{X}{2} - 1$, $\operatorname{th}^2\frac{X}{2} = 1 - \frac{1}{\operatorname{ch}^2 X/2}$

$\operatorname{cth}^2\frac{X}{2} = \frac{1}{\operatorname{sh}^2\frac{X}{2}} + 1$, $x = 4\frac{\operatorname{sh}^2 X/2}{3 + 4\operatorname{sh}^2\frac{X}{2}} = 4\frac{1}{3\frac{1}{\operatorname{sh}^2\frac{X}{2}} + 4} = \frac{4}{3(\operatorname{cth}^2\frac{X}{2} - 1) + 4} = \frac{4}{3\operatorname{cth}^2\frac{X}{2} + 1}$

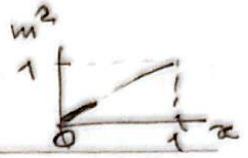
Escaneado con CamScanner

Seagate

Business Diary

Date Notes

$x = \frac{4t^2}{3+t^2}$, $t = th\frac{X}{2}$, $3x + 3t^2 x = 4t^2$, $t^2 = \frac{3x}{4-x}$,



$\frac{x}{m} = \sqrt{\frac{3x}{4-x}}$, $\frac{x^2}{m^2} = \frac{3x}{4-x}$, $m^2 = \frac{1}{3}\frac{x}{(4-x)}$, $m^2 = \frac{1}{3}x(4-x)$,

$3m^2 = x(4-x)$, $x^2 - 4x + 3m^2 = 0$, $x_{1,2} = \frac{1}{2}\left[4 \pm \sqrt{16 - 4\cdot 3m^2}\right]$

$x(m) = 2 - \sqrt{4 - 3m^2} = 2\left[1 - \sqrt{1 - \frac{3}{4}m^2}\right]$, $S = 1$.

$x(m) = 2\left[1 - \sqrt{1 - \frac{3}{4}m^2}\right]$ – зависим. $x = \frac{K_1(T)}{K_1(0)}$ от $m = \frac{M_s(T)}{M_s(0)}$ для спина $S = 1$

→ 22/VII Лит. обзор: SW-double layers.

→ Discussion of m. reversal с Хаовэй Wang, Dorsey сбои vortex papers предполагают описывать 2D reversal как vortex movement.

23/VII Вернемся к SW в цилиндре.



$\vec{H}_d(\vec{\rho})$

Согласно 4/VIII 99 г. с $\vec{M}_0 \| Oy$

$\left(-\frac{1}{4\pi M_s}\right) H_d^y(\rho,\varphi) = \frac{1}{2}\int_0^\infty dt\, f(\beta t) J_1(t)\left[J_0(t\rho) + \cos 2\varphi \cdot J_2(t\rho)\right]$, $\left(\frac{-1}{4\pi M_s}\right) H_d^x(\rho,\varphi) =$

$= -\frac{1}{2}\sin 2\varphi \cdot \int dt\, f(\beta t) J_1(t) J_2(t\rho)$

Или как 24/VI:

$\left(-\frac{1}{4\pi M_s}\right) H_d^y(\rho,\varphi) = I_0(\beta,\rho) + \cos 2\varphi \cdot I_2(\beta,\rho)$, $\left(-\frac{1}{4\pi M_s}\right) H_d^x(\rho,\varphi) = -\sin 2\varphi \cdot I_2(\beta,\rho)$

$I_2(\beta,\rho)$ мало при $\rho \le \frac{1}{2}R$, т.е. $\vec{H}_d(\rho,\varphi)$ – мин. симметрично вблизи $\rho = 0$ и $\| \vec{M}_0$. При $\rho \to R$ • а) мин. симметрия нарушается;
• б) появляется x-component of $\vec{H}_d$, $\perp \vec{M}_0$

Представление через ф. Бесселя компактно, но неудобно с вычисл. точки зрения, т.к. $\int dt(\dots)$ очень плохо сходятся.

Надо вернуться в координатное представление.

Потенциал ($\vec{M}_0 \| Oy$): $\varphi_m(\vec{r}) = -M_s R \int_{\rho'=R} dz' d\varphi' \frac{\sin\varphi'}{|r - r'|}$

24/VII • Обсуждение с Roy, Xiaowei, Klemmer измерений Xiaowei of $K_1(T)$ и $M_s(T)$ для FePt-films. Мода $K_1(T)$ на основе $m_{exp}(T)$ очень хорошо объясняет experiment если мин. $S = 3/2$ (кривая $S = \infty$ идет ниже, $\frac{\Delta K_1^{S=\infty \text{ и } S=3/2}}{K_1} = 6\%$ для 300K).

• SOMA seminar (были Weller, Chantrell и Parker): рассказал коротко (~10 min) о single-ion model of $K_1(T)$ и обсудили как вычисл. $K_1(m)$ и $K_1(T) = K_1[m_{exp}(T)]$

T_c (концентрации, хим. порядка, размера зерна). В MFA все сводится к T_c и $K_1(0)$. Читал Abstract of El. Struct. Conf (Washington, July)

Escaneado con CamScanner

Seagate
Business Diary

Date Notes

SW

25/VII Точная работа by T. Yukawa and K. Abe JAP'74 (v.45, 3146) по SW спектру перпенд. намаг. диска +M -M .

Две стадии для SW-расчета: (1) находим $\omega(k,H)$ для ∞-пленки и найти $k(\pi)$ из-за $H \to H_i(\pi)$ - demag. non-uniform field $\int d\vec{k}\cdot k(\pi) = n\pi$ - даст резонансные поля $H_{res}(n)$

(2) использовать более точный спектр типа нашей SW-JAP'00 работы с H_{mn} - матрич. элементами дин. поля. Это трудное т.к. SW-СФ надо найти из $\lambda m(x) = \int dx' G(xx') m(x')$ - инт. ур-я или диагонализовать матрицу большого размера для ур. Л.

(1) - даст $H_{res}(n)$ и качественное представление о СФ, т.к. предсказывает локализацию мод

(2) - даст и сами моды - СФ и граничные условия и $H_{res}(n)$ - $\omega_{res}(n)$ - но трудно реализовать.

Т.к. СФ инвертора найти пока не удается, меняем $\cos 2\varphi$ - член в $H_d(\rho,\varphi)$ и ФТ, оценив ход (1). Надо найти $H_d(\rho,\varphi)$ и построить его.

М. потенциал ($\vec{M_0} \| Oy$): $\varphi \to \Phi(\vec{r}) = -M_s R \int_{\rho'=R} dz' d\varphi' \frac{\sin\varphi'}{|\vec{r}-\vec{r}'|}$

Нас интересуют in-plane components of $\vec{H}_d(\vec{r})$: H_d^y и H_d^x

! Т.к. диф. по $\frac{\partial}{\partial z}$ не надо (H_d^z не интересует), то $\langle \dots \rangle_z$

~~$\Phi(\rho,\varphi) = -M_s R \frac{1}{L}\int_0^L dz dz' \int_0^{2\pi} d\varphi' \frac{\sin\varphi'}{|\vec{r}-\vec{r}'|}$~~

$$I = \int_0^L dz dz' \frac{1}{|\vec{r}-\vec{r}'|} = \int_0^L dz \int_0^L dz' \frac{1}{\sqrt{a^2+(z-z')^2}} = \int_0^L dz \int_{-z}^{L-z} du \frac{1}{\sqrt{a^2+u^2}} =$$

$du = dz', \; u = z'-z$

$$= \int_0^L dz \, \mathrm{Arsh}\frac{u}{a}\Big|_{-z}^{L-z} = \int_0^L dz \left[\mathrm{Arsh}\frac{L-z}{a} - \mathrm{Arsh}\frac{-z}{a}\right] = \int_0^L dz \left[\mathrm{Arsh}\frac{L-z}{a} + \mathrm{Arsh}\frac{z}{a}\right] =$$

$$= \int_0^L dz \, \mathrm{Arsh}\frac{z}{a} + \int_0^L dz \, \mathrm{Arsh}\frac{L-z}{a} = \int_0^L dz \, \mathrm{Arsh}\frac{z}{a} - \int_L^0 du \, \mathrm{Arsh}\frac{u}{a} =$$

$(L-z=u, \; du=-dz)$

$$= \int_0^L dz \, \mathrm{Arsh}\frac{z}{a} + \int_0^L du \, \mathrm{Arsh}\frac{u}{a} = 2\int_0^L dz \, \mathrm{Arsh}\frac{z}{a} = 2\left[z\,\mathrm{Arsh}\frac{z}{a} - \sqrt{z^2+a^2}\right]_0^L =$$

$$= 2\left[L\,\mathrm{Arsh}\frac{L}{a} - \sqrt{L^2+a^2} + |a|\right]$$

$$\Phi(\rho,\varphi) = -M_s R \, 2\int_{\rho'=R} d\varphi' \sin\varphi' \left[L\,\mathrm{Arsh}\frac{L}{a} - \sqrt{L^2+a^2} + |a|\right], \quad |a|^2 = (\vec{\rho}-\vec{\rho}')^2$$

$a^2 = (\vec{\rho}-\vec{\rho}')^2 \underset{\rho'=R}{=} \rho^2 + R^2 - 2R\rho\cos(\varphi-\varphi')$, $\mathrm{Arsh}(x) = \ln\left(x+\sqrt{x^2+1}\right) \underset{\substack{x\to\infty \\ a\to 0}}{\sim} \ln 2x$

Escaneado con CamScanner

Seagate Business Diary

Notes

SV ⊙ – $a = \sqrt{(x-x')^2+(y-y')^2}$

– gun. поле // y

– координат. подход

$$(\rho,\varphi) = -\frac{\partial}{\partial y}\Phi(\rho,\varphi) = M_s\frac{2R}{L}\int d\varphi' \sin\varphi' \frac{\partial}{\partial a}\left[L\,\mathrm{Arsh}\frac{L}{a} + a - \sqrt{a^2+L^2}\right]\frac{\partial a}{\partial y}$$

$$\frac{\partial}{\partial a}[\dots] = L\frac{1}{\sqrt{1+\frac{L^2}{a^2}}}\left(-\frac{L}{a^2}\right) + 1 - \frac{1}{2\sqrt{a^2+L^2}}2a = -\frac{L^2}{a}\frac{1}{\sqrt{a^2+L^2}} + 1 - \frac{a}{\sqrt{a^2+L^2}} =$$

$$= \frac{1}{a\sqrt{a^2+L^2}}\left[-L^2 + a\sqrt{a^2+L^2} - a^2\right] = \frac{1}{a}\left[a - \sqrt{a^2+L^2}\right]$$

$$\frac{\partial a}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y}\sqrt{(x-x')^2+(y-y')^2} = \frac{1}{2\sqrt{\dots}}2(y-y') = \frac{(y-y')}{a}, \quad \rho' = R,$$

$$H_d^y(\rho,\varphi) = M_s\frac{2R}{L}\int_0^{2\pi} d\varphi' \sin\varphi' \frac{1}{a}\left[a-\sqrt{a^2+L^2}\right]\frac{(y-y')}{a}, \quad y = \rho\sin\varphi,\ y' = \rho'\sin\varphi'$$

$$H_d^y(\rho,\varphi) = \left(M_s\frac{2R}{L}\right)\int_0^{2\pi} d\varphi' \sin\varphi' \frac{\left[a-\sqrt{a^2+L^2}\right]}{a^2}\left(\rho\sin\varphi - \rho'\sin\varphi'\right)$$

$a^2 = \rho^2+R^2-2R\rho\cos(\varphi-\varphi') \to 1+\rho^2-2\rho\cos(\varphi-\varphi')$ при $\rho/R \to \rho$.

Проверка (см. 28/VI) $H_d^y(\rho=0,\varphi) = (-4\pi M_s)\,I_0(\rho,\rho=0) = (-4\pi M_s)\frac{\beta}{4}$ при $\beta \ll 1$.

Проверка проходит. только „–" потерял.

$$\left(-\frac{1}{4\pi M_s}\right)H_d^y(\rho,\varphi) = \frac{1}{2\pi\beta}\int_0^{2\pi} d\varphi' \frac{\left[a-\sqrt{a^2+\beta^2}\right]}{a^2}\sin\varphi'\left(\rho\sin\varphi - \sin\varphi'\right)$$

$\left(-\frac{1}{4\pi M_s}\right)H_d^y(\rho,\varphi)$ по φ ~~убывающая~~ через π и max при $\varphi = \frac{\pi}{2}$,

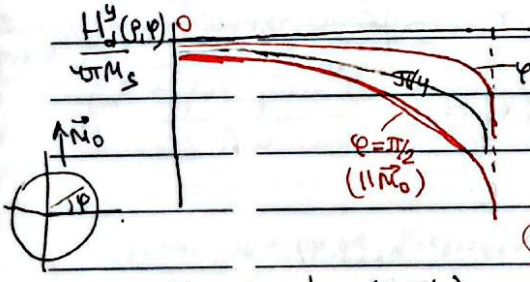
т.е. $I_0(\rho) > 0$. $h_d^y \overset{\text{def}}{=} \left(-\frac{1}{4\pi M_s}\right)H_d^y$, $h_d^y(\rho,\varphi) = I_0(\rho) + I_2(\rho)\cos 2\varphi$

$h_d^y(\rho,0) = I_0(\rho) + I_2(\rho) \to \min$, $h_d^y(\rho,\pi/2) = I_0(\rho) - I_2(\rho) \to \max$,

т.е. $I_0(\rho) > 0$, $I_2(\rho) \le 0$ $\forall\rho$ как я и считал 24/VI.

Видно интегрируемую сингулярность при $\rho \to 1-0$.

И расчет через $J_0(t\rho)$, $J_2(t\rho)$ $\int dt(\dots)$ явно хуже по точности.



$\left(\frac{1}{4\pi M_s}\right)H_d^y(\rho,\pi/2) = I_0(\rho) - I_2(\rho) \parallel \vec{M}_0$

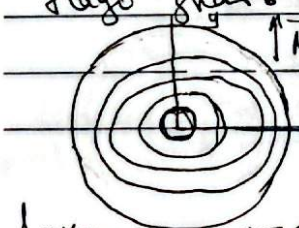
$(\cdot)\,H_d^y(\rho,\pi/4) = I_0(\rho)$

$(\cdot)\,H_d^y(\rho,0) = I_0(\rho) + I_2(\rho)$, $I_0(\rho) > |I_2(\rho)|$

$$h_y(\rho,\varphi) = I_0(\rho) + I_2(\rho)\cos 2\varphi$$

$I_0(\rho) = h_y(\rho,\pi/4)$, $I_2(\rho) = \frac{1}{2}\left[h_y(\rho,0) - h_y(\rho,\pi/2)\right]$

Надо знать линии $h_y(\rho,\varphi) = \text{const}$, $I_0 + I_2\cos 2\varphi = C$, $\cos 2\varphi = \frac{C - I_0(\rho)}{I_2(\rho)}$



Линии $H_y(\rho,\varphi) = \text{const}$

Симметрия гун. поля (см. 29/VI):

$I_0(0) = 3\cdot10^{-3}$; $I_0(0.5) = 4\cdot10^{-3}$; $I_0(0.95) = 0.024$

$I_2(0) = 0$ $I_2(0.5) = -4\cdot10^{-4}$; $I_2(0.95) = -0.017$

Escaneado con CamScanner

Seagate

Business Diary

Date Notes

SW

26/VII В отличие от работы на ($\vec{M}_0$) (Abe - JAP '74 и др.), где есть axial symmetry of $\vec{M}_0, \vec{H}$ и можно рассматривать k_ρ компоненту $\vec{k} \parallel \vec{\rho}$ и $\vec{k} \perp \vec{M}_0$, для случая in-plane magnetized cylinder axial sym. нарушена и $\vec{M}_0 \parallel Oy$ и схемой возбуждения SW (см. 26/VI) когда полоска волновода $\parallel \vec{M}_0$.

Вроде надо рассм. k_x - только, т.е. DE случай $\vec{k} \perp \vec{M}_0$ и оба в плоскости

Note: (черт.) У кольца также axial symmetry, но там $\vec{M}_0(r)$ и нет $M_0 = const$ решения $\omega(k)$ для ∞-пленки.

Осуществим п.① от 25/VII, т.е. найдем $k(r)$ из спектра ∞-пленки где $H \to H_i(r)$.

Канон.-Сл.: $\frac{\omega_n^2}{\omega_M^2} = \left[\frac{\omega_{Hi}}{\omega_M} + f(xL)\frac{k_x^2}{x^2}\right]\left[\frac{\omega_{Hi}}{\omega_M} + 1 - f(xL)\right]$, $x^2 = k_n^2 + k_y^2$ ($\vec{M}_0 \parallel Oy$)

DE ($k_x = x$ только, $\vec{M}_0 \parallel Oy$): $\frac{\omega^2}{\omega_M^2} = \frac{\omega_H}{\omega_M}\left[\frac{\omega_H}{\omega_M} + 1\right] + \frac{1}{4}\left[1 - e^{-2xL}\right]$, $x = k_x$

$\Rightarrow$ для ∞-пленки (прямоугольной)

При $xL \ll 1$, DE $\frac{\omega_{DE}^2}{\omega_M^2} = \left(\frac{\omega_1}{\omega_M}\right)^2 + \frac{1}{2}(xL)$, $\omega_1^2 = \omega_H(\omega_H + \omega_M)$.

Канон.-Сл. ($k_x = x$) $\Rightarrow$ $\frac{\omega^2}{\omega_M^2} = \left[\frac{\omega_H}{\omega_M} + f(xL)\right]\left[\frac{\omega_H}{\omega_M} + 1 - f(xL)\right] =$

$= \left|\underset{x \to 0}{f(x) = \frac{1}{2}x}\right| = \left[\frac{\omega_H}{\omega_M} + \frac{1}{2}xL\right]\left[\frac{\omega_H}{\omega_M} + 1 - \frac{1}{2}xL\right] = \frac{\omega_1^2}{\omega_M^2} + \frac{1}{2}(xL) - $ совп. с DE. Сходимость $(xL)^2$.

Видимо для ⊙ в первом приближении надо использ. ф. DE или Клавина для прямоугольника ($\vec{k} \perp \vec{M}_0$), а не Eq.(8) из нашей JAP'00, где $x_{mn} = d_{mn}/R$ и $J_m(x_{mn}\rho) \to x_{mn}$ - радиальный wave number (vector).

Т.е. $\frac{\omega^2}{\omega_M^2} = \frac{\omega_1^2(H_i)}{\omega_M^2} + \frac{1}{2}k_x L$, $k_x(\rho,\varphi) = \frac{2}{\beta}\frac{\omega^2 - \omega_{Hi}(\omega_{Hi} + \omega_M)}{\omega_M^2}$

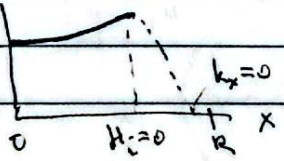
Здесь $H_i = H_i(\rho,\varphi) = H + H_d^y(\rho,\varphi)$

Тогда SW сущ. при $k_x(\rho,\varphi) > 0$, гран. поверхность $k_x(\rho,\varphi) = 0$ есть

$\omega^2 = \omega_{Hi}(\omega_{Hi} + \omega_M)$, $\frac{\omega^2}{\gamma^2} = H_i(H_i + 4\pi M_s)$, $H_i^{cr} = \sqrt{(2\pi M_s)^2 - \frac{\omega^2}{\gamma^2}} - 2\pi M_s$,

видно, что такое $H_i^{cr} < 0$, и обл. $H_i < 0$ запрещена для SW.

Т.е. можно писать $\omega^2 > \omega_1^2(H_i)$, $k_x(x)$



$H_d^y(0,\varphi) = (-4\pi M_s) \cdot 3.3 \cdot 10^{-3} \approx -33$ Oe

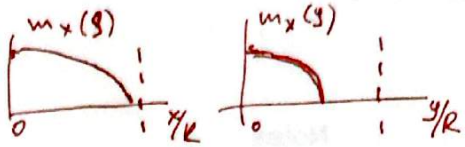
→ $H_d^y(r)$ слабо зависит от "x", но сильнее от "y", как в предыдущ. доке.

Escaneado con CamScanner

Seagate
Business Diary

Date Notes

Axial symmetry of $m_x(\vec{\rho})$



Но если $H_d^y(r)$ сильнее зависит от "y" надо вводить k_y, и считать $k_x \approx$ const от x."

$\vec{\varkappa} = (k_x, k_y)$, $\varkappa L \ll 1$, $\varkappa^2 = k_x^2 + k_y^2 \stackrel{?}{=} \varkappa_{mn}$, k_x, k_y в eq. R.

$$\left(\frac{\omega}{\omega_M}\right)^2 = \left[\frac{\omega_{Hi}}{\omega_M} + \frac{1}{2} L \frac{k_x^2}{\varkappa}\right]\left[\frac{\omega_{Hi}}{\omega_M} + 1 - \frac{1}{2}\varkappa L\right]$$, решая отн. k_y получим (см. 11/IV)

$$k_y^2(y) = \frac{1}{4}\beta^2 k_x^4 \left[\frac{\omega_M(\omega_M + \omega_{Hi})}{\omega^2 - \omega_\perp^2(H_i)}\right]^2 - k_x^2$$, где считается $k_x x$ const (но $k_x = 0$ нельзя),

Т.е. рассм. намагничивание только $\parallel Oy \parallel \vec{M}_0$. $\omega_\perp^2 = H_i(H_i + 4\pi M_s)$

Какое взять k_x? $k_x = \pi/w$ было для rectan. elements. для цилиндра

29/VII FePt – $K_1(T)$. FePt

Работа над статьей с Wu по FePt и обзор лит. на близнецовых. Дискуссия с Олегом по поводу $K_1(T)$, $K_2(T)$ для конечных S.

→ Рассмотреть влияние K_2 на энерг. барьер и закон by Sharrock. K_2 может быть важней для FePt и CoCrPt/media.

30/VII • Анализ статей по thermal stability $H_c(t)$ и by Miller по $K_{1,2}(T)$ обосновывающих параметризацию by Callen-Callen – $\rho = e^{X S_2}$.

• Написание paper по $K_1(T)$ – FePt с Wu и Chantrell. (добавление $K_1(T)$ and background, Introduction и Conclusion, Ref. list).

• Семинар by Shaotao (MINT, Alabama) on H=0 magnetic viscosity.

• Написание отчета.

Vortex TM

31/VII • Тема письма Crowell'a (обнаружили vortex translation mode by time-resolved Kerr m.) и ответ ему. Предложил сотрудничество и послал свои papers PRB-vortexdyn. и JMMM.

• Re-submitted SW-wires paper to PRB-Rapids.

Тема papers по FePt и thermal stability.

• Обсуждал с Ratwari вычисление $H_d^y(\rho,\varphi)$. Уточнил ему формулу для $a(\rho,\varphi)$, а там $\sqrt{\ldots}$ пропустил.

Seagate

Business Diary V

Vortex translat. mode – experiment

Date Notes

1/VIII Попробуем объяснить experiments (Kerr, time resolved FMR) of Prof. Crowell from Minneapolis по translation mode of Vortex excitations на основе JAP'02, 91, 8037.

Расчеты низшей моды ($L = 60$ nm, FeNi-?)

1) $f_1 = 0.1$ GHz, $2R = 2\mu m$, $\beta = 0.06$, calc. $\frac{\omega_0}{2\pi} = 0.30$ GHz

2) $f_1 = 0.4$ GHz, $2R = 1\mu m$, $\beta = 0.12$, calc. $\omega_0/2\pi = 0.56$ GHz

3) $f_1 = 0.6$ GHz (0.8 GHz), $2R = 0.5\mu m$, $\beta = 0.24$, calc. $\omega_0/2\pi = 1.02$ GHz

16/VIII 2001г. для quadratic (two vortex) model of the shifted vortex:

$$\omega_0 = \gamma M_s \left[8\pi F_1^V(\beta) - \left(\frac{R_0}{R}\right)^2 \right],$$ full New-vortex.mcd

где

$$F_1^V(\beta) = \int_0^\infty \frac{dk}{k} f(\beta k) \left[\int_0^1 d\rho\, \rho\, J_1(k\rho) \right]^2$$ – Вывести. 29/VII 01г.

$$\left(\frac{\omega_0}{2\pi}\right) = \left(\frac{\gamma}{2\pi}\right) M_s \left[8\pi F_1^V(\beta) - \beta^2 \left(\frac{R_0}{L}\right)^2 \right],$$ если FeNi, то $\frac{\gamma}{2\pi} = 2.95$ GHz/kOe

$M_s = 800$ G, $R_0 = 18$ nm

→ Видно, что $\left(\frac{\omega_0}{2\pi}\right)$ transl. mode calculated ≈ в 1,5 раза больше exp. $\frac{\omega_0}{2\pi} = f$

Притем согласие для больших β (малых $R = 500$ nm и 250 nm) заметно лучше чем для $\beta = 0.06$ ($R = 1000$ nm). Видимо в диске с $R = 1\mu m$ vortex уже сильно искажен.

В препринте Crowell по Kerr-wires диска $M_s = 700$ G, измеренная на сплошной пленке – видимо от $Fe_{19}Ni_{81}$.

Подбор ω_0 с $M_s = 700$ Oe дает: $\frac{\omega_0}{2\pi} = 0.26$; 0.49; 0.89 GHz

$\beta = 0.06$; 0.12; 0.24

что лучше согласуется с экспериментом, где

получено $f_1 = 0.1$ GHz; $f_2 = 0.4$ GHz и $f_1 = 0.6$ (0.8) GHz

$\beta = 0.06$ $\beta = 0.12$ $\beta = 0.24$

Translat. mode

Aspect ratio, $\beta = L/R$	0.06	0.12	0.24
Crowell-f, exp, GHz	0.1	0.4	0.6 (0.8)
Two-vort. model $\frac{\omega_0}{2\pi}$-calc, GHz	0.26	0.49	0.89

$\gamma = 2.95$ GHz/kOe, $M_s = 700$ G

→ Если учесть, что exp. ошибка of TM-Kerr measurements ± 0.1 GHz, то согласие с two-vortex surface charges free model (JAP'02) вполне хорошее. Гораздо лучше, чем с rigid v. model.

• Работа над статьей по FePt-$K_1(T)$ с Wu. Видит в ближ. с Эдиком.

Escaneado con CamScanner

Seagate

Business Diary

Notes

• Письмо S. Tamaru об их Kerr-измерениях, уточнение H_{res} 50×50μm элемента. Предупредил, что пошлю тисло теор. paper, если к 21/IX у меня не будет corrected или new H_{res} и "Rect. Cyl. elements" (Cram, Cor., Patwari) приняты, а SW-Chain (Conc.) не приня

• Изб. тоо MMM-Tampa Abstracts по SW-rect. el "Ch. Slant

Копирование кв.-теории намагничив." Тябликова

Визит (неудач.)" с Лорэ к Query по поводу Driver License оператора.

→ (I) Срочно (до 15 Aug.) приготовить Pitts Conf. доклады:

1) Vortex Dynamics Theory (достать СФ)

2) Fept – Mr – twin (дне докл. Оцера) – Eq. /Comments to Wordfile – Abstract

3) S.D. → Vortex переход (дне докл. Werner'a)

(II) Форсировать Vortex-Dyn-Theory paper и Vortex-Static paper со Werner'ом и Валей (пока они в Pittsburgh'e). Изучить Werner $H_d^{P.2}$ (s.e) дей-вительно только внутри.. core" H_d (P.e) – vortex и числ. реш. симм.-инт. Ур.

→ (III) Написать MMM-Conf. paper с Crawford-Covington-Patwari, до 1 сент., для чего форсировать SW-cylinder расчет H_{res}.

(IV) ~~Сделать вклад в MMM-Conf. paper с Оксаной и Roy (до 4/IX).~~ (не будем спать)

(V) Решить задачу SW Crawford-Patwari ⇒ методом JAP'00 диагонализуя матрицу $N \times N$ на $Im(xp) e^{imq}$ – СФ

(не важно (сегодня))

→ (VI) ~~Ответить на отзыв Advances – PRL Comment.~~

→ (VII) ~~Поговорить с Andreas о модели HAMR.~~

(VIII) Посчитать correl. function $\langle m_y(t) m_y(t+\tau) \rangle$ для общей формы damping $d_1 \dot{+} d_2$ с фрагм. с Оксаниным расчетом.

→ (IX) Ответить Gubbiotti'ю второму приложению.

Escaneado con CamScanner

Seagate

Business Diary

Date Notes

5/VIII • Реписор. на Pitts. Conf. и письмо to Crowell (vortex dyn.)
• Беседа с M. Patwari о вычисл. доп. поле минимума с in-plane magnetization и план Florida. MMM paper (2 сер. exp. + 1 theory)
• Беседа с Оксаной и Roy о физмах узла damping в YIG-M и о том, какие имено флуктуации в heads меряют эксперимен-таторы. Определение ⟨...⟩ и эргодичность. LLG-damping ведет к нарушению стационарности и/или эргодичности?
Поправить → • Roy сказал постоянно для некоторых сфер:
1) поверхн. SW моды
2) спины $H_A \perp$ оси анизотр., $H \parallel$ оси
и напомнил мне о расчете SW вдоль ленты (ribbon) в двухсл. элементе (rectangular) для проблемы noise in heads.

6/VIII • Discussion Vortex transl. mode experiment (Crowell) with Roy. Roy сказал чтобы я быстрее (after Pitts. Conf.) переключался на описание mag. noise in GMR heads and damping $\gamma(w)$. Получил HAMR reprint.
M. noise • Discussion метода измерений m. noise с Paul van der Heijden, Roy and Оксана. Он меряет spectral density $|m(\omega)|^2$ в полосе частот $\omega_0 \pm \Delta\omega$ вокруг ω_0, которая меняется. Точнее $|V(\omega)|^2$ – voltage PD. Это эквивалентно измерению (описано с помощью) корреляц. функции $K(\omega) = \int dt\, e^{i\omega t} \langle V(t)V(0)\rangle$ только для стационар. процесса $V(t)$ (т. на Винера-Хинчина) и поэтому не выполняется для LLG-damping, но выполн. для Safonov-Bertram damping.
Бим с А. у врача на мед. осмотре, получили подписи на Driver's License Applications.
• Готовили программу о twin-EPt для доклада Олега на Pitts. Conf.

7/VIII • Вставили Figs to Vortex-Dynamics paper с Werner'ом.
Обсуждение с Werner недавних статей по Vortex Dynamics/Statics (и proofs)
(Crowell, Hoffmann, Herrera, Двинделье etc.)
• Подготовили для доклада Олега на EPt – Pitts. Conf. 3 slides о twins in spherical particle (общий подход для разных радиусов частиц и M_r для слабого и сильного обмена частей twin) и послал ему.
• Письмо Андрею и Сергею по новому SW – stripes paper (Rapid или Brief?)

Escaneado con CamScanner

Seagate

Business Diary

Date | Notes

8/VIII • Приготовление Figs. с Вортексом для „Vortex-Dynam." paper и вычитывание ей текста (получили Introduction and Discussion)

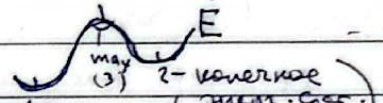
• Дискуссия с Оксаной почему у нее $|m_y(\omega)|^2$ вышел из $m(\omega) = \int dt e^{i\omega t} m(t)$ и из $K(t,\tau) \Rightarrow \frac{1}{T^2}\int_0^T dt_1 \int_0^T dt_2 \langle m_y(t_1) m_y(t_2)\rangle e^{i\omega(t_1-t_2)} = K(\omega)$ не совпадают друг с другом. Видимо у нее в $\langle m_y(t_1) m_y(t_2)\rangle$ ошибка.

• Письмо в PRB о согласии на Brief нашей SW-stripes paper.

Проверить

9/VIII • Написание „Vortex-Dynam-Theory" paper.

• Отдельский семинар по поводу Modeling – отчета перед Kryder'ом.

• Доклад Оксаны по проблеме термостабильности в системе взаимодействующих зерен. 

– надо знать величину энерг. барьера ΔE_{13} и частоту колебаний — f_1, f_3 – вблизи min-1 и вблизи max E-3 (т.к. траектория системы проходит через „saddle" point – относит. минимум энергии вблизи max-3). ΔE_{13}, f_1, f_3 описывают термостабильность.

• Discussion с Andreas (и позже с Олегом) возможной зависимости обм. жесткости A от температуры T.

Зависит от определения $E_{ex} = \alpha\left(\frac{\partial \vec{M}}{\partial x}\right)^2 \sim M_s^2(T)$ или $E_{ex} = A\left(\frac{\partial \vec{m}}{\partial x}\right)^2$, тогда $A \sim M_s^2(T)$, $\vec{m} = M_s^{-1}\vec{M}$, $|\vec{m}| = 1$.

В SW теории (RPA) $E_{ex} = Dk^2$, $D \underset{(A)}{\sim} S_T \sim M_s(T)$, т.е. $E_{ex} \sim M_s(T)$. Т.е. A не зависит от T, несмотря $A \sim M_s^2(T)$, SW-жесткость $D \sim M_s(T)$

5-7 PM нов. ресторан с отделом 8-11:30 PM – Фин у нас дома (вис. спутан, Вод с женой).

10/VIII Оформление доклада для семинара – 13/VIII отчета по Modeling перед Kryder.

Редактирование и дописывание „Vortex-Dyn. Theory" paper.

Escaneado con CamScanner

Seagate

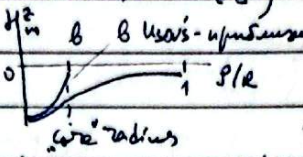
Business Diary

Date Notes

Vortex eigenmodes — волновые Garnet. дин.каня

12/VIII Вернемся к магнитостат. модам SW над Vortex ground state. Собств. поля (дип.) от vortex $\vec{M}_0(\rho)$ - распределения.

16/III показано, что собств. $H_m^z(\rho)$ — H_m^z в в изот.-приближении для $M_0(\rho)$ и/м $\beta \to 0$ быстро убывает для $\rho/R > b$,

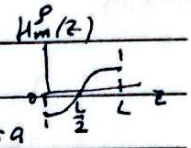


или даже $H_m^z(\rho) = \begin{cases} -4\pi M_z(\rho), & \rho \le b \\ 0, & \rho > b \end{cases}$ и/м $\rho \ll 1$.

Т.е. либо можно принять $H_m^z(\rho) \approx 0$ вне "core", либо считать $\forall m$ $H_m^z(\rho) = \text{const}$

$H_m^z(\rho) = 0$ вне "core" хорошо выполн. для $L/R \ll 1$.

D. поле H_m^ρ [от $M_{0\,vortex}^0(\rho)$] $= 0$, а $\langle H_m^\rho(\rho,z) \rangle_z = 0$ - вообще.



Т.е. можно рассматривать $H_m^\rho(\rho, z=0, L)$ на торцах диска

$H_m^\rho(\rho, L)$ сосредоточено в основном и/м $\rho \le b$, внутри "core" и и/м $\rho \to 0$ $H_m^\rho(\rho, L) = 0$ вне "core". Предполагается $\vec{M}_0(\rho)$ - vortex Usova.

→ Т.е. $\vec{H}_m(\rho) \approx 0$ вне "core" и и/м $\rho \ll 1$.

Собств. м. поле Vortex

и локализация динам. намагниченности $\vec{m}(\rho)$ приходится на обл. дина. дип.поля, как в SW-stripes где $\vec{M}_0 \parallel$ длинной стороне. Движение $\vec{M}$ и/м $\vec{H}_{int} \approx 0$!

$\begin{cases} \vec{m}(\rho=0) = 0 \to \text{"core" не колеблется (по предположению)} \\ \vec{m}(\rho=R) \ne 0, \text{ точнее } m_\rho(R) \approx 0 \text{ — чтобы тип поверхн. маг. заряды (на поверхн. } \rho=R) \end{cases}$

Вопросы Werner'a построить $H_m^z(\rho, z)$, $H_m^\rho(\rho, z)$, используя более точное Vortex - $\vec{M}_0(\rho)$, чем ansatz Usova, который использовал я.

Согласно 29/I хорошими $\approx$ СФ осц $\mu_n = C J_1(k_{on}\rho)$, или особен СЗ $\left(\frac{\omega_n}{\omega_M}\right)^2 \cong f(k_{on}L) \doteq f(\beta k_{on}R) = f(\beta k_{on})$ если $R=1$.

Проблема — найти k_{on} — набор, тогда как при решении инт. ур.

$$\left(\frac{\omega}{\omega_M}\right)^2 \mu(\rho) = \int_0^1 d\rho' \rho' G(\rho,\rho') \mu(\rho'), \quad G(\rho\rho') = \int dk\, k f(kL) J_1(k\rho) \times J_1(k\rho')$$

как 13/II, 14/III, набор k_{on} получается автоматически, т.к. находятся авто сами СФ $\mu_n(\rho)$.

→ повторил расчет ω_n из инт.ур. от 14/III с $\beta = 0.2$ $x_m = 1000$ и/м $N = 300$ (что должно повысить точность) и/привело к $\frac{M_\rho(R)}{M_{\rho(max)}} = 0.32$ - pinning

и $\frac{\omega_1}{2\pi} = 16.09$; $\frac{\omega_2}{2\pi} = 21.15$; $\frac{\omega_3}{2\pi} = 41.78$ GHz (?).

Это существенно хуже, чем $\beta = 0.2$ - результаты от 14/III и хуже согласуется с micromag. calcs by Novosad (APS-slide). Время счета $N = 300$ - больше. → Вывод: 1) берем $N = 250$ или даже $N = 200$ для вычисления $\mu_n(\rho)$ и ω_n из инт. ур.; 2) ядро $g_{\rho\rho}(\rho,\rho')$ надо представить иначе, не через ф. Бесселя.

Escaneado con CamScanner

Seagate

Business Diary

Date Notes

Vortex m. eigenmodes profiles

13/VIII Вернулся к расчету - рем. инт. уравнения от 14/III для построения профилей $\mu_0(\beta)$, $\mu_1(\beta)$ - СФ грубинний vortex dot для разных β. $\omega_0(\beta)$ есть на APS-slide, можно еще найти $\omega_{1,2}(\beta)$ - см. 14/III. Возьмем $N=200$, $x_m = 1000$ для ускорения расчета.

1) $\beta = 0.9$, контроль $\omega_0/2\pi = 15.94$ GHz ($N=250$ дает близкое 15.54)

(!) Для меня → Priority: ① Thermal noise (mag. noise) in CPP heads (read)

Другие: 2) Angle assisted recording — write modeling of heads using two pulses

3) Transport properties of Spin-polarized current (MLs)

Modeling Melting (Hrgder)

4) Micromag(?) modeling of heads incl. media and SUL (Dynamics < 1ns, switching, damping)

5) Anhere head

6) FEM/BEM modeling of writer designs

7) Recording system model ... Effects of interconnects

8) MR in quantum constriction and new MR materials

~~Список тем~~ в порядке их написания by Rottmayer.

→ В списке названных тем by Gustafson или Weller еще была тема **HAMR**, $M(T), K_1(T), A(T), \alpha(T)$ — куда я тоже сделал вклад и мог бы добавить.

14-16/VIII **ICFMP** - Conf. at Seagate. Устный доклад по Vortex Dynamics. Интерес. доклады по SW и $\vec{M}(\vec{r})$ малых частиц by Lindgard (познакомился с ним) и Metlup.

Написание отчета (-15/VIII) и paper по "Vortex-Dyn. Theory" with Novosad

Расчет соб. частот $\omega(\beta)$ для vortex radial mode.

→ Семинар A. Torabi (modeling of switching)

19/VIII • Ответ P. Vargas и Letter to PRL - Editor по нашему Comment

• Редактирование текста MMM-dynamic paper with M. Patwari.

→ Дискуссия с Werner сравнение наших "Vortex"-papers:

Vortex - 01) Statics опубликовать в Сент. в JMMM;

02) Dynamics дополнить и опубл. в PRB.

Дин. поле (Werner) $H_0^2(\beta)$ быстро убывает с β, и/и удалить от „Core".

Escaneado con CamScanner

Seagate

Business Diary

Vortex radial modes

Date | Notes

20/VIII Работа над текстом „Vortex Dynamics" paper.

Дискуссия состояния vortex - статей с Werner and Roy.

(Олег предложил Werner'ей идеи. Численно: а) $M(\vec{r})$ и динамику нам. частиц в дискретном представлении; б) дом. статики с анизотроп. обменом $E_{ex} = \nabla\vec{M}\cdot\hat{A}\,\nabla\vec{M}$, $(\hat{A}) = A_{ij}$ - тензор; в) нам. дефект с континуальным описанием вдали от него, но с дискрет. обменом).

→ Дискуссия с Roy тех. направлений работы: damping, mag. noise in heads (рекомендовал много Parkera сотрудничать с Канной) Репутация с twin и синтезе после взлома (времен. обмен)

Описание m. reversal в ⬭ - дота как функцию t и T на основе vortexes.

21/VIII Приближенное СФ и СЗ of radial modes of Vortex dot.

29/I и 11/II 13/II было показано, что для $\beta \ll 1$

решение ЧФ.

$$\lambda\mu(\rho) = \frac{(-1)}{\nu_M}\int_0^R d\rho'\rho' g_{\rho\rho}(\rho,\rho')\mu(\rho'), \quad \mu = \mu_\rho, \quad \lambda = \left(\frac{\omega}{\omega_M}\right)^2$$

может быть записано в виде $\mu(\rho) = C J_1(k_0\rho)$ и $\lambda = f(k_0 L)$.

В безразм. ед. $(\rho/R \to \rho)$ $\mu(\rho) = C J_1(k_0\rho)$, $\lambda = \left(\frac{\omega}{\omega_M}\right)^2 = f(k_0\beta)$, k_0 - корень уравнения $x J_1'(x) + d J_1(x) = 0$ при $d \gg 1$ (strong or intermediate pining).

Можно принять в 1ом приближении $k_0 \approx \alpha_{1n}$, $J_1(\alpha_{1n}) = 0$

и $\left(\frac{\omega_n}{\omega_M}\right)^2 = f(\alpha_{1n}\beta)$.

В принципе k_0 можно определить из гран. условий, как это сделалось для SW-wires. Но $k_0 = \alpha_{1n}$, $J_1(\alpha_{1n}) = 0$ - предел strong pining должен быть достаточно хорошим для определения ω_n. $x_n = \alpha_{1n}$.

$$\left(\frac{\omega_n}{\omega_M}\right)^2 = -\frac{1}{4\pi}\int_0^{1\to R} d\rho\rho \int_0^1 d\rho'\rho' g_{\rho\rho}(\rho\rho')\mu_n(\rho)\mu_n(\rho') = \left|\mu_n(\rho) = C_n J_1(x_n\rho)\right| =$$

$$= C_n^2 \int d\rho\rho \int d\rho'\rho' \int_0^\infty dk\, k f(\beta k) J_1(k\rho) J_1(k\rho') J_1(x_n\rho) J_1(x_n\rho') =$$

$$= C_n^2 \int_0^\infty dk\, k f(\beta k)\left[\int_0^1 d\rho\rho J_1(k\rho) J_1(x_n\rho)\right]\left[\int_0^1 d\rho'\rho' J_1(k\rho') J_1(x_n\rho')\right] =$$

$$= C_n^2 \int_0^\infty dk\, k f(\beta k)\left[\Lambda_1(k, x_n)\right]^2, \quad \Lambda_\mu(k,k') = \int_0^R d\rho\rho\, J_\mu(k\rho) J_\mu(k'\rho)$$

C_n определ. из условия $\int_0^R d\rho\rho\, \mu_n^2(\rho) = 1$, $C_n^{-2} = \int_0^1 d\rho\rho\, J_1^2(x_n\rho)$

$$\left(\frac{\omega_n}{\omega_M}\right)^2 = C_n^2 \int_0^\infty dk\, k f(\beta k)\Lambda_1^2(k, x_n), \quad \Lambda_1(k, x_n)$$ имеет острый max при $k \approx x_n$.

Seagate
Business Diary
Date Notes

Eq. где ω_n можно упростить если считать $\int_0^1 d\rho' \rho' J_1(k\rho') J_1(x_n\rho') = \Lambda_1(k, x_n) \overset{\frac{R}{L}\to\infty}{\simeq} \frac{1}{k}\delta(k-x_n)$. Тогда

$$\left(\frac{\omega_n}{\omega_M}\right)^2 = c_n^2 \int dk\, k\, f(\beta k)\, \Lambda_1(k, x_n)\, \frac{1}{k}\delta(k-x_n) = c_n^2 \Lambda_1(x_n, x_n) f(\beta x_n) =$$

$= f(\beta x_n)$, поскольку $\frac{1}{c_n^2} = \int_0^1 d\rho\, \rho\, J_1^2(x_n\rho) = \Lambda_1(x_n, x_n)$

Это сразу можно было получить из инт. ур.

$$\lambda\mu(\rho) = \left(-\frac{1}{4\pi}\right) \int_0^1 d\rho' \rho' g_{\rho\rho}(\rho,\rho') \mu(\rho'), \qquad \lambda = \left(\frac{\omega}{\omega_M}\right)^2.$$

Radial V. modes frequencies

$x_n = \alpha_{1n} =$	3.832 $n=1$	7.016 $n=2$	10.173 $n=3$	....
$\beta = 0.1$, $(\omega_n/\omega_M)^2 = f(\alpha_{1n}\beta)$				
$\frac{\omega_M}{2\pi} = 31.9$ GHz, $\frac{\omega_n}{2\pi}$, GHz		13.13	16.92	19.47
Ирмр=0.1 Расчет 14/III инт.ур. $\frac{\omega_n}{2\pi}$		12.68	16.57	18.67

Видно, что Eq. $\left(\frac{\omega_n}{\omega_M}\right)^2 = f(\alpha_{1n}\beta)$ довольно точно даже при $\beta = 0.1$, точность повышается при $\beta < 0.1$.

Введем (см. 13/II) $G(\rho,\rho') = \left(-\frac{1}{4\pi}\right) \cdot g_{\rho\rho}(\rho,\rho') = \int_0^\infty dk\, k\, f(\beta k) J_1(k\rho) J_1(k\rho')$

Vortex Radial modes pinning

Тогда $\lambda\mu(\rho) = \int_0^1 d\rho' \rho' G(\rho\rho') \mu(\rho')$

Разложим $\mu(\rho')$ в окрестности $\rho' \approx \rho$, т.к. $G(\rho,\rho')$ имеет резкий max при $\rho = \rho'$.

$$\mu(\rho') = \mu(\rho) + \mu'(\rho)(\rho'-\rho) + \frac{1}{2}\mu''(\rho)(\rho'-\rho)^2 + \ldots = \sum_{\nu=0} \frac{\mu^{(\nu)}(\rho)}{\nu!}(\rho'-\rho)^\nu$$

$$\lambda\mu(\rho) = \int d\rho' \rho' G(\rho\rho') \sum_\nu \frac{\mu^{(\nu)}(\rho)}{\nu!}(\rho'-\rho)^\nu, \quad I_\nu(\rho) = \int d\rho' \rho' G(\rho\rho')(\rho'-\rho)^\nu$$

$$\lambda\mu(\rho) = \sum_\nu \frac{I_\nu(\rho)}{\nu!}\mu^{(\nu)}(\rho)$$ — как в SW-wizas расчете.

$$\lambda\mu(\rho) = I_0(\rho)\mu(\rho) + I_1(\rho)\frac{\partial\mu(\rho)}{\partial\rho} + \ldots$$

$$I_0(\rho) = \int_0^1 d\rho' \rho' G(\rho,\rho') = \int_0^1 d\rho' \rho' \int_0^\infty k f(\beta k) J_1(k\rho) J_1(k\rho') dk$$

$I_1(\rho) = \int_0^1 d\rho' \rho' G(\rho\rho')(\rho'-\rho)$, на границе зоны $\rho = 1$ найдем $I_0(1)$, $I_1(1)$.

$[I_0(1) - \lambda]\mu(\rho) + I_1(1)\frac{\partial\mu(\rho)}{\partial\rho} = 0$ сравн. с $xJ_1'(x) + dJ_1(x) = 0$ — уравнение.

или $\frac{\partial m}{\partial\rho} + d\,m(\rho) = 0$ (см. JAP'00).

Т.е. eq. pinning $d = \frac{I_0(1)-\lambda}{I_1(1)}$, $\lambda = f(\beta k_0)$. но k_0 — само должно быть получено

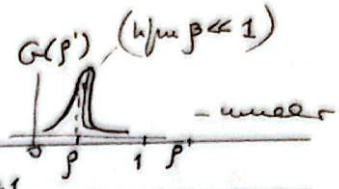
$$d(k_0) = \frac{I_0(1) - \lambda(k_0)}{I_1(1)}$$

из уравнения pinning при $\rho = 1$
$\lambda(\beta k_0)$, k_0 – индекс strong pinning.

$xJ_1(x) + d(x)J_1(x) = 0$ – рассм. как ур-е на k_0.

Seagate
Business Diary
Date Notes

$$I_\nu(\rho) = \int_0^1 d\rho' \rho' \, G(\rho,\rho') (\rho'-\rho)^\nu \qquad G(\rho,\rho')$$



– линейн.

Ядерный max при $\rho' = \rho$. Но этот max зарезается при $\nu \geq 1$, особенно при $\nu > 1$, только $\nu = 0$ $I_{\nu=0}$ получ. велико и I_1 относит. велико (при $\rho \ll 1$, при других ρ исслед. сложнее).

$\vec{\mu} = (\mu_\rho, \mu_\varphi = 0, \mu_z)$

Исх. система для $\ell\ell(\rho)$ и $\mu(\rho)$ [$\mu = \mu_\rho = -\psi \sin\theta_0$, $\mu_z = -\psi \sin\theta_0$, $\theta_0 \neq \pi/2$ вне „сора"]

нашлена вне $\leq / I$ ($\omega \to \omega / \gamma M_s$):

$$\begin{cases} \omega \mu(\rho) = \int d\rho' \rho' \, g_{zz}(\rho\rho') \sin\theta_0(\rho') \, \ell\ell(\rho') \\ \omega \, \ell\ell(\rho) = \int d\rho' \rho' \, g_{\rho\rho}(\rho,\rho') \mu(\rho') \end{cases}$$

$$\omega^2 \mu(\rho) = \int d\rho' \rho' \, g_{zz}(\rho,\rho') \sin\theta_0(\rho') \int dz \, z \, g_{\rho\rho}(\rho',z) \mu(z) =$$

$$= \int dz \, z \, \Gamma(\rho,z) \mu(z), \quad \text{где } \Gamma(\rho,z) = \int_0^1 d\rho' \rho' \, g_{zz}(\rho,\rho') \sin\theta_0(\rho') g_{\rho\rho}(\rho',z)$$

И только отсюда $g_{zz}(\rho\rho') = -\frac{4\pi}{\rho} \delta(\rho - \rho')$ получим

$$\Gamma(\rho,z) = \sin\theta_0(\rho) (-4\pi) g_{\rho\rho}(\rho,z) \quad \text{и} \quad \frac{\omega^2}{(\gamma M_s)^2} \mu(\rho) = (+4\pi) \sin\theta_0(\rho) \int dz \, z \, g_{\rho\rho}(\rho z) \mu(z)$$

или $\left(\frac{\omega}{\omega_M}\right)^2 \mu(\rho) = -\frac{\sin\theta_0(\rho)}{4\pi} \int d\rho' \rho' \, g_{\rho\rho}(\rho,\rho') \mu(\rho')$, это при $\sin\theta_0(\rho) = \pi/2$ дает standard eq. for $\mu(\rho)$.

Если $\mu(\rho)$ и соб. частота ω найдены, то

$$\ell\ell(\rho) = \frac{1}{\omega} \int d\rho' \rho' \, g_{\rho\rho}(\rho,\rho') \mu(\rho') \quad \text{или более точно}$$

$$\omega \mu(\rho) = \int d\rho' \rho' \, g_{zz}(\rho\rho') \sin\theta_0(\rho') \, \ell\ell(\rho') = -4\pi \sin\theta_0(\rho) \, \ell\ell(\rho)$$

$$\mu(\rho) = -\frac{\omega_M}{\omega} \sin\theta_0(\rho) \, \ell\ell(\rho), \quad \text{для области } \sin\theta_0 = 1 \text{ вне „сора"} \qquad \ell\ell(\rho) = -\frac{\omega}{\omega_M} \mu(\rho) \sim 22/I$$

$$\Rightarrow \mu_z(\rho) = -\ell\ell(\rho) \sin\theta_0(\rho) = \left[-\frac{\omega}{\omega_M} \frac{1}{\sin\theta_0(\rho)} \mu(\rho)\right] \sin\theta_0(\rho) = -\frac{\omega}{\omega_M} \mu_\rho(\rho).$$

Т.к. $\mu_z \leq \mu_\rho$, т.к. $\omega < \omega_M \approx 30\,GHz$ для н. мод.

Видно, что при $\rho > 8$, $\sin\theta_0 = \pi/2$ μ_ρ и μ_z определ. динамическими дип. полями. $H_d^z(\rho,0) \neq 0$ вне „сора".

$\left(\frac{\omega}{\gamma M_s}\right)^2 \mu(\rho) = \int dz \, z \, \Gamma(\rho,z) \mu(z)$, для $\rho \ll 1$ $\Gamma(\rho,z) = -4\pi \sin\theta_0(\rho) g_{\rho\rho}(\rho,z)$

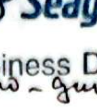
очевидно $\mu(0) = 0$ обеспечивается и $\sin\theta_0(0) = 0$ и $g_{\rho\rho}(0,z) = 0$.

Escaneado con CamScanner

Seagate

Business Diary

Date Notes

Dyn. Vortex → Рассм. обменно-дин. "spiral" mode () of vortex с $\mu_p \neq 0$ только

21-22/VIII Написание с Werner paper по Vortex-Dynamics Th. Вообрам и модифицировали Figs., добавили Figs по eigenmodes $\mu_n(\beta)$ и $\omega_n(\beta)$, уточнили Introduction и Discussion.

23/VIII Обсуждение Vortex-Dyn. paper с Roy и Werner.

→ Обсуждение возможности учесть damping в MC calcs by Sonali (Roy, Adnan, Sonali). Magnon-phonon interaction как основа damping, нужен ли пример. гамм для описания взаимодействия с фононами которые имеют частоты (большие) $\sim 10^{12}$ GHz по сравн. с магнонами с 10^9-10^{10} GHz.

Сказал, что • 1) damping зависит от конкретного эксперимента;

• 2) RE примеси (или 3d с орбит.-моментом) и two-magnon scattering на дефектах являются более эф. каналами damping, чем spin-phonon coupling.

→ Спросу получить H_d^{int} of dot chain если dot имеет $H_k^{\perp}$, что уменьшает эф. $4\pi M_s$.

Vortex → Оценки "vortex" частот для эксп. Patwari

→ Эксп. Crawford-Patwari.  MMM-paper.

Цилиндр. доты NiFe, $4\pi M_s = 10\,500$ Oe, $2R = 15$ и $5\,\mu m$, $L = 100$ nm.

$\beta = \frac{100\text{ nm}}{\frac{1}{2}\cdot 5\,\mu m} = \frac{2\cdot 100\text{ nm}}{5\,000\text{ nm}} = 0{,}04$. Может ли эксп. частота $\beta = 0{,}04$ цилиндра быть vortex mode — flex, radial, на монтаж.

Частота of the first radial vortex моды $\omega_0 = \omega_M \left(f(\beta x_1)\right)^{1/2}$

$\frac{\omega_M}{2\pi} = \left(\frac{\gamma}{2\pi}\right)\cdot 4\pi M_s = 2.95\ \frac{GHz}{kOe}\ 10{,}5\ kOe = 31{,}0\ GHz$.

$f_0 = \left(\frac{\omega_M}{2\pi}\right)\cdot\left[f(\beta x_1)\right]^{1/2} = \left|\begin{matrix} x_1 = 3.832 \\ (\text{1-ый корень } J_1(x)=0)\end{matrix}\right| = 8.4\ GHz$ при $\beta = 0.04$

Тогда как $f_{exp} = (15\ GHz^2)^{1/2} = 3.9\ GHz$ значительно меньше.

Т.е. exp. частота при $H \to 0$ 3.9 GHz не может быть описана как 1-ая radial vortex mode предполагая strong pinning.

Если pinning нет (free boundary conditions), то при $x_1 = 1.841$ получим $f_0 = 31\ GHz\ [f(0.04\cdot 1.841)]^{1/2} = 5.9\ GHz$.

Т.е. $f_{exp}(H\to 0) = 3.9\ GHz$ ни при каком pinning не может быть описана как vortex 1st radial mode.

Альтернатива: vortex-мода localized at $\rho = R$ как в Aug.-PRB'02

$\left(\frac{\omega_s}{\omega_M}\right)^2 = I_s(\beta)$ — см. 22/I. $I_s(0.04) = 0.034$, $\frac{\omega_s}{2\pi} = f_s = 31\ GHz\cdot\sqrt{0.034} = 5.7\ GHz$ — слишком много, $f_{exp} = 3.9\ GHz$.

Escaneado con CamScanner

Seagate
Business Diary

Date Notes

Vortex radial mode (numerical solution) of int. equation

26/VIII С А. в школу. Ремонт/проверка машины. Написание paper - MMM по mag. elements dynamics (уточнить интерпретацию и найти ошибки в - расчете Н. Patvari).

Vortex dynamics

В уравнении $\mu_\rho(\rho) = \mu(\rho)$ вортекса от 21/VIII входит $g_{\rho\rho}(\rho,\rho')$ ядро. Можно решать его и при $\sin\theta(\rho) \neq \pi/2$, учитывая „сор", но $g_{\rho\rho}(\rho,\rho')$ аннулируется при $\rho = \rho'$, что позволяет численно решить интегр. Numerical Recipes in C:

$$\int_0^1 d\rho' G(\rho,\rho')\mu(\rho') = \int_0^1 d\rho' G(\rho,\rho')[\mu(\rho') - \mu(\rho)] + \mu(\rho)\int_0^1 d\rho' G(\rho\rho')$$

устранена сингул.

$$-4\pi I_s(\rho\beta) = \int_0^1 d\rho' G(\rho\rho') = \int_0^\infty d\rho' \rho' g_{\rho\rho}(\rho\rho') = -4\pi \int_0^\infty d\rho' \rho' \int_0^\infty dk\, k\, f(\beta k) J_1(k\rho) J_1(k\rho') =$$

$$= -4\pi \int_0^\infty dk\, k\, f(\beta k) J_1(k\rho)\left[\int_0^1 d\rho' \rho' J_1(k\rho')\right] = -4\pi I_s(\rho\beta)$$ см. 21/I - Задача поверхн. моды

$$\lambda\mu(\rho) = \left(\frac{\omega}{\omega_M}\right)^2 \mu(\rho) = -\frac{1}{4\pi}\int_0^1 d\rho' \rho' g(\rho\rho')[\mu(\rho') - \mu(\rho)] + \underbrace{\mu(\rho)}_{(-4\pi)} \int_0^1 d\rho' \rho' g(\rho\rho') =$$

$$= -\frac{1}{4\pi}\int_0^1 d\rho' \rho' g(\rho\rho') \cdot [\mu(\rho') - \mu(\rho)] + I_s(\rho\beta)\mu(\rho)$$

Преобразование ядром с $\left[\frac{--}{\rho=1}\right]$ дает $\left(\frac{\omega}{\omega_M}\right)^2 = I_s(\rho\beta)$ - Задачу поверх. моды 21/I если $\rho = 1$.

$$\lambda\mu(\rho) = \int_0^1 d\rho' \hat{G}(\rho,\rho')[\mu(\rho') - \mu(\rho)] + I_s\mu(\rho)$$, дискретизация

$\mu(\rho_i) = \mu_i$, $G(\rho_i,\rho_j) = G_{ij}$, симметрична нет.

$$\lambda\mu_i = \sum_{j=1}^{N} G_{ij}[\mu_j - \mu_i] + I_{si}\mu_i$$, член с $i=j$ не дает вклада в $[\cdot]$ если сингул. слабая.

Пусть $i=j=2$:

$$\lambda\mu_1 = G_{12}[\mu_2 - \mu_1] + I_1\mu_1$$
$$\lambda\mu_2 = G_{21}[\mu_1 - \mu_2] + I_2\mu_2 \Rightarrow \begin{pmatrix} I_1 - G_{12} - \lambda & G_{12} \\ G_{21} & I_2 - G_{21} - \lambda \end{pmatrix}\begin{pmatrix}\mu_1 \\ \mu_2\end{pmatrix} = 0$$

Тогда имеем собств. ур. $\lambda\vec{\mu} = \hat{G}\vec{\mu}$ или $\begin{pmatrix} G_{11}-\lambda & G_{12} \\ G_{21} & G_{22}-\lambda \end{pmatrix}\begin{pmatrix}\mu_1 \\ \mu_2\end{pmatrix} = 0$.

$$\lambda\mu_i = \sum_{j\neq i} G_{ij}[\mu_j - \mu_i] + I_{si}\mu_i = \sum_{j\neq i} G_{ij}\mu_j - \mu_i\sum_{j\neq i} G_{ij} + I_{si}\mu_i$$

$$\sum_{j\neq i} G_{ij}\mu_j + \left[I_{si} - \sum_{j\neq i} G_{ij} - \lambda\right]\mu_i = 0$$

Собств.-форма $\lambda\mu_i = \sum_j G_{ij}\mu_j$ или $\sum_{j\neq i} G_{ij}\mu_j + (G_{ii} - \lambda)\mu_i = 0$

Сравнение этих двух форм показывает, что можно решать собств. задачу для с эфф-$\hat{G}$, где $G_{ii}^{ef} = \sum_{j\neq i} G_{ij} + I_{si}$, $\underset{(i\neq j)}{G_{ij}^{ef}} = G_{ij}$ $(i\neq j)$, $I_{si} = I_s(\rho_i,\beta)$

Escaneado con CamScanner

Seagate
Business Diary
Date Notes

$G^{ef}\vec{\mu} = \lambda\vec{\mu}$

$$(G^{ef})_{ij} = G^{ef}_{ii}\delta_{ij} + G^{ef}_{ij\,(i\neq j)} = \Big[I_{si} - \sum_{k\neq i} G_{ik}\Big]\delta_{ij} + G_{ij\,(i\neq j)}$$

Надо учесть квадратур. коэффициенты

$$\int f(x)dx = \sum_k A_k f(x_k).$$

$$\lambda\mu_i = \sum_j G_{ij}A_j[\mu_j - \mu_i] + I_{si}\mu_i, \qquad G_{ij}A_j = \tilde{G}_{ij}$$ — такая замена.

Но G_{ij} – предполагался симметрич. по „ij", а $\tilde{G}_{ij}$ по определ. не будет симметр., его надо симметризовать.

$$\lambda(\mu_i A_i^{1/2}) = \sum_{j\neq i} A_i^{1/2}G_{ij}A_j^{1/2}A_j^{1/2}[\mu_j - \mu_i] + I_{si}(A_i^{1/2}\mu_i), \qquad \psi_i = \mu_i A_i^{1/2}$$

$$\lambda\psi_i = \sum_{j\neq i}\left(A_i^{1/2}G_{ij}A_j^{1/2}\right)\psi_j + I_{si}\psi_i - \mu_i A_i^{1/2}\sum_{j\neq i}G_{ij}A_j, \qquad K_{ij} = A_i^{1/2}G_{ij}A_j^{1/2}$$ — сим. матрица

$$\lambda\psi_i = \sum_{j\neq i} K_{ij}\psi_j + I_{si}\psi_i - \psi_i\sum_{j\neq i}G_{ij}A_j$$

$$\lambda\psi_i = \sum_{(j\neq i)} K_{ij}\psi_j + I_{si}\psi_i - \psi_i\sum_{(k\neq i)}G_{ik}A_k, \qquad G_{ik}A_k = A_i^{-1/2}\left(A_i^{1/2}G_{ik}A_k^{1/2}\right)A_k^{1/2} = K_{ik}(A_k/A_i)^{1/2}$$

$$\sum_{(j\neq i)} K_{ij}\psi_j + \Big[I_{si} - \sum_{(k\neq i)} K_{ik}(A_k/A_i)^{1/2} - \lambda\Big]\psi_i = 0$$

$$\sum_{(i\neq j)} \Big[K^{ef}_{ij} + (K^{ef}_{ii} - \lambda)\delta_{ij}\Big]\psi_j = 0, \qquad \hat{K}^{ef}\vec{\psi} = \lambda\vec{\psi}$$ — сканд. форма.

где $(K^{ef})_{ij\,(j\neq i)} = K_{ij}$ и $K^{ef}_{ii} = I_{si} - \sum_{k\,(k\neq i)} K_{ik}\left(\frac{A_k}{A_i}\right)^{1/2}$

Если преобразов. квадратур. коэф. A_k, было стандартная форма мин. задачи на СВ,СФ с G^{ef} – матрицей, то теперь при $A_k \neq 1$ это ур-е с K^{ef} – матрицей и с $\vec{\psi}$ вместо $\vec{\mu}$.

В MCAD Breath-Int-Eq.mcd " $(G_2)_{mn}$ это фактически $K_{ij} = A_i^{1/2}G_{ij}A_j^{1/2}$

→ Из $(G_2)_{mn} = K_{mn}$ Надо построить K^{ef}_{ij} и деуслов сканд. программу диагонализации сим. матрицы $N\times N$.

Отметим, что K^{ef}_{ij} не включает в себя синглет. членов $K_{ii} \sim G_{ii}$.

→ Можно еще использовать (G) $g_{pp}(p,p')$ в координатном представлении, не разлагая по $J_m(kp)$. Это удлинит сходимость $(G_2)_{mn}$ элементов.

$$I_s(p,\beta) = -\frac{1}{4\pi}\int dp'p'\,g_{pp}(p,p') = \int_0^\infty dk\,k\,f(\beta k)J_1(kp)\Big[\int_0^1 dp'p'J_1(kp')\Big]$$

Note → Но нужно еще симметриз. $G(pp') = p'g_{pp}(pp')$ по pp' и ввести соответ. $m(p) = \sqrt{p}\,\mu(p)$.

Escaneado con CamScanner

Seagate
Business Diary

Date 27/VIII Notes

SW - rectangular elements

Проверка нормировки H_{mn} - м. элементов для rectangular dots (16/VI)

$m_{mn}(x,y) = \cos(q_m x)\,\mu_n(y)$, $q_m = \frac{\pi m}{w}$, $\mu_n(y) = \cos\left(\frac{\pi n}{w} y_y\right)$

Дан. $H_{mn} = \int d^2\vec{\rho}\; m^2_{mn}(\vec{\rho})\, N_{yy}(\vec{\rho})\, \frac{1}{A_{mn}}$, $A_{mn} = \int d^2\vec{\rho}\; m^2_{mn}(\vec{\rho})$

($\delta_{mn} > 0$)

~~Если брать $m_{mn}(x,y) = \cos\left(\frac{\pi m}{w} x\right)\cos\left(\frac{\pi n}{l} y\right)$ как в PRL-записке~~

~~то~~ $A_{mn} = wl\,\varepsilon_m \varepsilon_n \frac{1}{4}$, $\varepsilon_m = 1 + \delta_{m0}$. $m=1$, $\varepsilon_m = 1$

как в SW-ММН работе $H_{mn} = \frac{4}{(1+\delta_{m0})(1+\delta_{n0})} \frac{1}{w^2} \int dx\,dy\, m^2_{mn}(\vec{\rho}) N_{yy}(\vec{\rho})$

$A_{10} = w^2 \frac{1}{4} 1 \cdot 2 = \frac{1}{2} w^2$

$A_{11} = w^2$, но n не обяз. $=1$ (!).

Но если $\mu_n(y)$ имеет другую форму, в частности $\mu_n(y) = \cos\left(\frac{\pi n}{l} y_y\right)$ с $y \neq 1$,

то нужно использовать более общее:

$$H_{mn} = \frac{1}{A_{mn}} \int d^2\vec{\rho}\; m^2_{mn}(\vec{\rho}) N_{yy}(\vec{\rho}), \quad A_{mn}(y) = \int d^2\vec{\rho}\; m^2_{mn}(\vec{\rho}),$$

где $N_{yy}(\vec{\rho}) = \left(-\frac{1}{4\pi M_s}\right) H_d^y(\vec{\rho})$ - размаг. фактор / нормирован. дипольное поле $\parallel \vec{M}_0$.

Vortex radial mode

Исх. уравнение $\lambda \mu(\rho) = -\frac{1}{4\pi} \int d\rho'\rho'\, g_{\rho\rho}(\rho\rho')\, \mu(\rho')$, $\lambda = \left(\frac{\omega}{\omega_M}\right)^2$.

Введем (см. 13/II) $G(\rho\rho') = \sqrt{\rho\rho'}\left(\frac{-1}{4\pi}\right) g_{\rho\rho}(\rho\rho') = \sqrt{\rho\rho'} \int_0^\infty dk\, k\, f(\beta k)\, J_1(k\rho) J_1(k\rho')$

Тогда $\lambda m(\rho) = \int d\rho'\, G(\rho\rho')\, m(\rho')$, $m(\rho) = \sqrt{\rho}\,\mu(\rho)$ и $G(\rho\rho') = G(\rho'\rho)$ - симм. ядро уравн.

Процедуру от 26/VIII надо повторить с этим инт.-ур. Исключение сингулярности:

$$\lambda m(\rho) = \int d\rho'\, G(\rho\rho')\left[m(\rho') - m(\rho)\right] + m(\rho) \int d\rho'\, G(\rho,\rho')$$

Нов. $I_s(\rho,\beta) = \int d\rho'\, G(\rho\rho') = \sqrt{\rho} \int d\rho' \sqrt{\rho'} \int dk\, k\, f(\beta k)\, J_1(k\rho) J_1(k\rho') =$

$$= \sqrt{\rho} \int dk\, k f(\beta k) J_1(k\rho) \left[\int d\rho' \sqrt{\rho'} J_1(k\rho')\right] = I_s(\rho) \leftarrow$$

$$\lambda m(\rho) = \int d\rho'\, G(\rho\rho')\left[m(\rho') - m(\rho)\right] + I_s(\rho)\, m(\rho)$$ - основ. уравнение для дальнейшего,

Оно отличается от аналога 26/VIII заменой $m(\rho) \leftarrow \mu(\rho)$ и новым определением исходных $G(\rho\rho')$ и $I_s(\rho)$. $G(\rho\rho')$ - симметризовано как $G_z(x,y)$ в file "Breath-Int-Eq.mcd"

$G(\rho\rho')$ и есть $G_z(x,y)$ из mcad-file.

Т.е. дискретизацию от 26/VIII можно использовать с учетом:

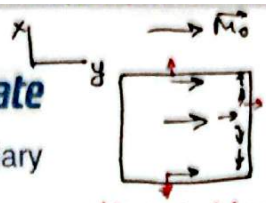
$\psi_i = m_i \sqrt{A_i}$, $m_i = m(\rho_i)$ и $I_{si} = I_s(\rho_i)$ с новым $I_s(\rho)$. $\mu_i = \frac{1}{\sqrt{\rho_i}} m_i$.

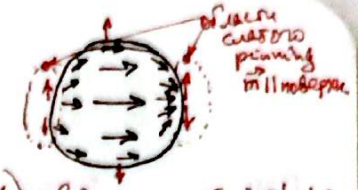
Escaneado con CamScanner

Схема of pinning → dynamic $\vec{m}(r)$ → static $\vec{M}_0(r)$
& square and cylind. dots — SW

Seagate
Business Diary

Date Notes





Square: strong pinning на $x=\pm\frac{w}{2}$, almost strong на $y=\pm\frac{w}{2}$ | Cylinder: слабый pinning при $x\geq 0$, $y=\pm R$, сильный $y\geq 0$, $x=\pm R$

Семинар of Head Department.

1) Mag. noise in Spin Valve Heads and CPP GMR heads (intern X) Lunfei
2) Magn. dynamics of square and cylindrical elements (Patwari)

Вопрос Parkera: чем вызваны различия $H_d(r)$ и $m(r)$ в цилиндрах и квадр.? (показал неверную табл. H_{eff} для цилиндров)

M. noise in heads:

a) 1/f и FMR noise различаются экспериментаторами, FMR-noise ~ 5 GHz определяет скорость (частоту) работы головки
б) в реальных головках FMR-noise типа при 4–6 GHz
в) Mag. noise ~ Y (в поперечн. сосавлен.), mag. noise ~ MR signal, положение знаков of m.noise (FMR noise) зависит от направления (±) CPP current (почему?)

Vortex radial mode

Vortex

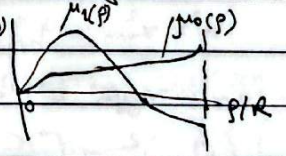
Для численного расчета vortex radial mode все контролируется величиной N ($N\times N$ матрица инт. уравнения-дискрету.) и $\int_0^{x_m} dx\, f(\beta x) J_1(x\rho)(\dots)$ величиной X_m – верхнего предела $\int dx(\dots)$ при вычислении $G(\rho\rho')$ и $I_s(\rho)$. Обычно $x_m = 1000$ и $N = 200-300$.

Test Calc. по новой прогр., обходя $\rho=\rho'$ – сингулярность.

Пусть $x_m = 1000$, для вычисл. неравн. G_{ij} этого должно хватить.

$N = 10 \rightarrow \omega_0/2\pi = 14.75$ GHz ($\beta = 0.2$)

$N = 220 \rightarrow \omega_0/2\pi = 11.56$ GHz ($\beta = 0.15$), на $m(\rho)$ сравнение.



28/VIII MCAD считает $\int dk\, k f(\beta k)(\dots)$ интегралы очень медленно, что может стать использовать для $G_{\rho\rho}$, $g_{\rho\rho}$ координатное представление. Для (vortex) radial sym. modes

$$g_{\rho\rho}(\rho\rho') = \frac{1}{L}\int_0^L dz\, dz' \int_0^{2\pi} d\varphi'\, G_{\rho\rho}(\vec{r},\vec{r}'), \quad G_{\rho\rho}(r,r') = -\frac{\partial}{\partial\rho}\frac{\partial}{\partial\rho'}\frac{1}{|\vec{r}-\vec{r}'|}$$

$$g_{\rho\rho}(\rho,\rho') = -\frac{1}{L}\int dz\, dz' \int d\varphi' \frac{\partial^2}{\partial\rho\partial\rho'}\frac{1}{|\vec{r}-\vec{r}'|} = \frac{(-1)}{L}\frac{\partial^2}{\partial\rho\partial\rho'}\int d\varphi' \cdot 2\left[L\,\mathrm{Arsh}\frac{L}{a} - \sqrt{L^2+a^2} + |a|\right],$$

Ст. 25/VII

где $a^2(\rho,\rho') = \rho^2+\rho'^2-2\rho\rho'\cos(\varphi-\varphi') = (\vec{\rho}-\vec{\rho}')^2$, $a = |\vec{\rho}-\vec{\rho}'|$.

$$g_{\rho\rho}(\rho,\rho') = -\frac{2}{L}\frac{\partial^2}{\partial\rho\partial\rho'}\int_0^{2\pi} d\varphi'\left[L\,\mathrm{Arsh}\frac{L}{a} - \sqrt{L^2+a^2} + |a|\right], \quad \text{найти } \frac{\partial a}{\partial\rho},\ \frac{\partial a}{\partial\rho'}.$$

$$\frac{\partial}{\partial a}\left[L\,\mathrm{Arsh}\frac{L}{a} - \sqrt{L^2+a^2} + a\right] = \frac{1}{a}\left[a - \sqrt{a^2+L^2}\right], \quad \frac{\partial^2}{\partial a^2}[\dots] = \dots$$

Escaneado con CamScanner

Seagate

Business Diary

Date Notes

→ Дискуссия с Patwari (как помочь физически ослабление pinning в квадр. и цил. элементах с уменьшением размера с 15 до 5 μm).

HAMR → Дискуссия с Andreas по модели HAMR (много предположений), нуждается в damping $\alpha(T)$.

↓ Дискуссия с Андреем об ИММ-SW paper-Patwari.

Он считает, что рез. ω_{square} растет с уменьшением "w", т.о главный вклад дает $q_x \perp \vec{M}_0$ (DE-часть). Ослабление ef. pinning ↑ на $x = \pm \frac{w}{2}$ связано с размерами области, где $H_d^y(x)$ есть non-uniform.

Patwari – SW в ▭ ▭ 15 и 5 μm in-plane sizes

29/VIII Надо вернуться к описанию эксп. Crawford-Patwari на square and cylindrical elements для объяснения качественно (простыми словами):

1) размытие ω_0 square и цилиндра при уменьшении t/w, t/R

2) ф. смысл изменения ef. pinning parameters для square and cylinder

Для rectangular element при $H \to 0$ имеем (см. 16 (VI)):

$$\frac{\omega_{mn}^2}{\omega_M^2} = \left[f(\varkappa L) \frac{q_x^2}{q_x^2+q_y^2} - H_{mn} \right]\left[1 - H_{mn} - f \right] \approx f(\varkappa L) \frac{q_x^2}{q_x^2+q_y^2} - H_{mn} + O(t^2/w^2)$$

$$\varkappa^2 = \varkappa_{mn}^2 = q_x^2 + q_y^2, \quad q_x = \frac{\pi m}{w}, \quad q_y = \frac{\pi n}{L}.$$

Для цилиндра с $\vec{M}_0$ в плоскости $H \to 0$ имеем:

$$\left(\frac{\omega_{mn}}{\omega_M}\right)^2 = \left[\frac{c_m}{2} f(\alpha_{mn}\beta) - H_{mn} \right]\left[1 - H_{mn} - f \right] \approx \frac{1}{2} f(\beta d_{mn}) - H_{mn} + O(\beta^2)$$

(если $c_m = 1$)

Gap $\omega \left(\frac{\omega_0}{\omega_M}\right)^2 \cong G(t/w \text{ или } \beta)$, Patwari definition $\omega_0^2 = \gamma^2 4\pi M_s H_{eff}$ (of gap)

Отсюда, что $H_{eff} = H_k$ (anisotropy) $+ 4\pi M_s G$, H_{mn} – matrix elements на trial func. от $N_{yy}(x,y)$. $4\pi M_s H_{mn} = H_{dip}$ – соотв. фин. числа.

1) Square: $H_{eff} = H_k - H_{dip} + 4\pi M_s f(\varkappa L) \frac{q_x^2}{q_x^2+q_y^2}$

2) Cylinder: $H_{eff} = H_k - H_{dip} + 4\pi M_s f(\beta d_{mn}) \frac{1}{2}$, $H_{dip} = F(\beta)$ или $F(t/w)$ cyl. square

Отсюда, что H_{eff} есть результат конкуренции static dip. field H_d and dynamic dip. field $h_{dyn} = 4\pi M_s f \frac{1}{2}$ или $4\pi M_s f \frac{q_x^2}{\varkappa^2}$.

Escaneado con CamScanner

SW в square and cylinder
для Crawford-Patwari

Seagate
Business Diary

Date Notes

С увеличением aspect ratio $\frac{L}{w}$ или $\frac{L}{R}$ $|H_{dip}|$ растет и вклад H_{dip} его в H_{eff} будет <0, тогда как $h_{dyn}>0$ всегда и с ростом $\frac{L}{w}, \frac{L}{R}$ также растет. Для square h_{dyn} зависит от направления $\vec{q}=(q_x q_y)$.

① В square h_{dyn} при уменьш. w, росте $\frac{L}{w}$ побеждает, т.е. q_x доминирует (q_x растет при уменьшении w) — DE part доминирует.

② В цилиндре $\vec{q}$ не имеет направления $q=\frac{\lambda_{mn}}{R}$, λ_{mn} - корень для осн. eigenmode, (для d_{01}, $J_0(d_{01})=0$ для жесткого pinning)

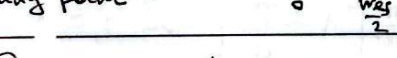
Но $d_{mn}=d_{01}$ из $xJ_0'(x)+dJ_0(x)=0$ - ef. pinning, т.к. основная мода сильно отличается от $J_0(dp)$ из-за axial symmetry, $J_0(dp)$ - trial function.

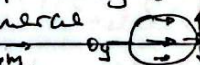
Чтобы макс. $\frac{q_x^2}{q_x^2+q_y^2}=\frac{1}{1+q_y^2/q_x^2}$ был $>\frac{1}{2}$ (как у цилиндра) достаточно $q_y<q_x$, т.е. зависимость осн. моды $m_0(x,y)$ от „y" более плавная, чем от „x", $\partial y \parallel \vec{m}_0$. Но $q_y=0$ брать нельзя, т.к. $H_d^y(y)$ сильно неоднородно.

Сдвиг частоты при w,R change → Качественно: а) размагничивание $\vec{q}$ цилиндра ($\frac{1}{2}$ - множитель) при увеличении „β" приводит к сдвигу h_{dyn}, рост $H_d(\beta)$ доминирует и H_{eff} при росте „β" становится $H_{eff}<0$.

б) В square доминирует q_x и h_{dyn} растет больше роста H_d при увелич. $\frac{L}{w}$, $H_{eff}>0$.

Для square имеет смысл рассм. pinning вдоль Ox, т.к. $p=\frac{0.1\,\mu m}{5\,\mu m}=0.02$ уже не такое и маленькое.

Вид trial function $m_{mn}(x,y)=\cos\left(\frac{\pi m}{w}x\cdot\xi\right)\cdot\cos\left(\frac{\pi n}{w}y\cdot\eta\right)$ с $m=1, n=1$. Pinning parameter для ∂y - y, видимо, $\eta=1$ — тут метод „turning point" $k_y(y)$  и метод инт. ур. расходятся (инт. ур. для $w_{eff}>w$)

Pinning → Ослабленный pinning для цилиндра $\parallel \partial y$ (см. Fig. $2\pi/\sqrt{11}$) можно объяснить так, что „spins" могут отклоняться  на оси x и 0, ∂y более легко, чем для square  — это сравнение цилиндра $2R$ и square w одинаковых размеров $\vec{m}_0$ in-plane ($2R=w$).

Чуть описание Square (redact.) elements:

1) отказаться от $\cos\left(\frac{\pi n}{w}y\cdot\eta\right)$ — СФ и перейти к методу $\int dy\, k_y=n\pi$, считая pinning при $x=\pm w/2$ жестким (как в PRL - Золотовке)

Сделал 2) считать, что $\cos\left(\frac{\pi n}{w}y\right)$ сохраняется, но pinning вдоль „x" остался из-за роста L/w, т.е. $\cos\left(\frac{\pi m}{w}x\cdot\xi\right)$, $\xi<1$

3) считать и $\cos\left(\frac{\pi m}{w}x\cdot\xi\right)$ и $\int dy\, k_y=n\pi$ одновременно.

Escaneado con CamScanner

Trial CF:

$m_{mn}(x,y) = \cos\left(\frac{\pi m}{w} x \xi\right) \cos\left(\frac{\pi n}{w} y \eta\right)$ $\vec{q}_{mn} = \left(\frac{\pi m}{w}\xi, \frac{\pi n}{w}\eta\right)$

Seagate Business Diary

Date Notes

Начнем с (2) как самого простого и довольно грубого.

$\frac{1}{\pi^2} q_x^2 = \frac{(\pi/w)^2 \xi^2}{\left(\frac{\pi\xi}{w}\right)^2 + \left(\frac{\pi\eta}{w}\right)^2} = \frac{\xi^2}{\xi^2+\eta^2}$ для $m=1, n=1$, что предполагается основной моды (см. 18/VI)

$\pi L = \sqrt{\left(\frac{\pi}{w}\xi\right)^2 + \left(\frac{\pi}{w}\eta\right)^2}\, L = \pi\rho\sqrt{\xi^2+\eta^2}$.

Gap для square: $G(\rho,\xi,\eta) = \frac{\xi^2}{\xi^2+\eta^2} f(\rho\pi\sqrt{\xi^2+\eta^2}) - H_{11}(\rho,\xi,\eta)$.

Напомн. $H_{eff} = H_k + 4\pi M_s G$.

Frequency gap $f_0^2 = S' H_{eff} = S' \cdot 4\pi M_s \left(\frac{\omega_0}{\omega_M}\right)^2$, $H_{eff} = 4\pi M_s \left(\frac{\omega_0}{\omega_M}\right)^2$,

где ω_0^2 – ~~basal~~ осн. моды в ω_M единицах.

$\left(\frac{\omega_0}{\omega_M}\right)^2 = \left[G + \frac{H_k}{4\pi M_s}\right]\left[1 - H_{mn} - f + \frac{H_k}{4\pi M_s}\right] \approx G + \frac{H_k}{4\pi M_s} + O(p^2)$

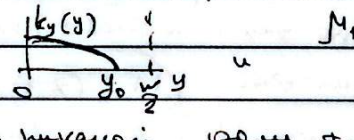
→ Если положить $\eta = 1$, то $H_{eff}^{exp}(5\mu m) = 67$ Oe получается при $\xi = 0.879$ ($H_{eff} = 67.5$ Oe при $\xi = 0.88$).

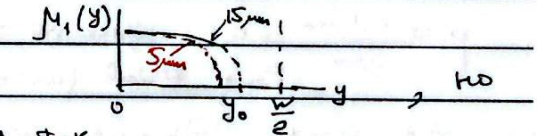
5 μm

$m_{mn}(x,y) = \cos\left(\frac{\pi m}{w} x\xi\right) \mu_n(y)$, физически разумно

$\mu_n(y)$  с max при $y \approx 0$. Такая СФ соответствует локализации SW в центре элемента и $\int dy\, \mu_n^2(y) N_{yy}(y)$ выгодает $N_{yy}(y)$ при $y \approx 0$, где N_{yy} – мало и $H_{dip} = 4\pi M_s N_{yy}(0)$ – мало.

Точный вид $\mu_n(y)$ – неизвестен, но она должна иметь max при $y \approx 0$ и обращаться в "нуль" $\mu_n(y = \pm w/2) = 0$ на краю доля.

$\int dy\, k_y$ ~~мало~~ дает 

и 

, но это не играет практически никакой роли, т.к. $\mu_1(y)$ по-прежнему max при $y \approx 0$ и $\mu_1(y) = 0$ при $y = \pm\frac{w}{2}$. А если учесть отклонения $M_y(z)$ – "плавает", то $H_d(y)$ практически не зависит от SW.

SW-stripes theory дает $q_x = \frac{\pi}{w}\left[1 - \frac{2}{d}\right]$ или $\xi = 1 - \frac{2}{d}$

$d = \frac{2\pi}{p\left[1 + 2\ln\frac{1}{p}\right]}$, $\xi(p) = 1 - 2\frac{1}{2\pi} p\left[1 + 2\ln\frac{1}{p}\right] = 1 - \frac{1}{\pi} p\left[1 + 2\ln\frac{1}{p}\right]$

15μm → $\xi\left(\frac{1}{150}\right) = 0.977 \approx 0.98$ – strong pinning, 5μm → $\xi(1/30) = 0.944 \approx 0.94$ – ослабление pinning.

→ По Славину pinning тем слабее чем более плавно $H_d^y(x)$ меняется вблизи поверхности, т.е. слабее с ростом $p = L/w$.

Хотя $d(p)$ stripes – pinning чисто динамический (dyn. h_d^{xy}).

С другой стороны, ясно, $H_d^y(x)$ меняется более резко для больших p.

→ т.е. обоснование Славина не проходит.

→ Но можно сказать что pinning – это хранение сегнетоупругой неоднородности дин. дин. поля возле края $x = \pm\frac{w}{2}$. Чем $|\partial h_{dyn}|$ больше (больше w), тем pinning больше.

Seagate Business Diary

SW squares

Date Notes

Пусть $z=1$ – const, $H_{eff}(y)$ — рассчитали функцию.

$y = \frac{w}{w_{ef}} < 1$, $w_{ef} > w$ соотв. $\int_{-w/2}^{w/2} dy (\dots)$.

Чтобы рассч. $H_{eff}(y)$ при $y>1$ надо брать СФ $\mu_1(y)$

$$\mu_1(y) = \begin{cases} \cos\left(\frac{\pi y}{w} y\right), & |y/w| < \frac{1}{2}\frac{w_{ef}}{w} = \frac{1}{2y} \\ 0, & |y/w| > \frac{1}{2y} \end{cases}$$

→ Т.е. пределы интегр. по $y = \pm\frac{1}{2}$ если $y<1$ и есть $\pm\frac{1}{2y}$ если $y>1$.

Показан $H_{eff}(y)$, Oe (104, 90, 40, 35, 150 нм, 15 нм, 1.5 y)

Вид СФ-square: $y=1$ хорошее приближ.

, что $H_{eff}(y)$ очень слабо зависит от y при $y>1$. Это оправдывает наши рассуждения о локализации SW моды при $y \approx 0$ в центре square и согласуется с видом $\mu_1(y)$ метода $\int dy\, k_y = n\pi$. Увелич. $\frac{L}{w}$ (уменьшение w") увеличивает локализ. моды по y" (5 нм, 15 нм, y), уменьшая w_{ef}, увеличивая $y = \frac{w}{w_{ef}}$.

Но так как $H_{eff}(y)$ для $y = 1 - 1.2$ зависит очень слабо, это увеличение $\frac{L}{w}$ (уменьш. w") не определяет значение $H_{eff}(L/w)$. Главным фактором явл. уменьшение $q_x = \frac{\pi}{w}$ и рост H_{eff} из-за роста q_x (DE part $\omega(q_x q_y)$).

Вывод: Вполне можно принять $y=1$ в H_{eff} и рассм. зависимость от z только, q_x доминирует.

Величину y" для разных $\frac{L}{w}$ можно определить из $H_{int} = H + H_d^y(y) = 0$ или $k_y(y_m) = 0$. Тогда $y = \left(\frac{w_{ef}}{w}\right)^{-1} = \left(\frac{2y_m}{w}\right)^{-1} > 1$. $y \geq 1$ физически разумно.

локализация SW в центре дота $\|M_0$

→ Дискуссия основных MMM-paper с Ratwari, Crawford, Covington, Принял участие и Parker (постман "flower" slave cyl. dots, или $X^y(\omega)$ → ω_n – больше экспериментальных и сильно больше (H_d (минимум)).

30/VIII Работа над MMM-SW paper с экспериментаторами.

Вычисл. H_{eff} для $p = 0.1/2.5$ мм $= 0.02$ и добавил в статью.

Добавил качественное объяснение локализации низших SW в square при $y \approx 0$ и обоснование выбора y и z.

→ Staff meeting of the group:

Lab.-HAMR model (M. noise, $\alpha(T)$, SW in elem. $H_k(T)$)

- 1) Записать свои планы/намерения поступать до 00 в MAP;
- 2) написать internal review на основе своих bi-weekly reports и предоставить files of papers to Mary Ry;
- 3) подгот. к MMM Conference.

M. noise in CPP heads — главное

Seagate
Business Diary
Date Notes

Vortex radial modes

Коэффициенты представления $g_{\rho\rho}(\rho,\rho')$, а то $\int dk\, k(\dots)$ слишком долго.

Если $F(a) = L\,\mathrm{Arsh}\frac{L}{a} - \sqrt{L^2+a^2} + a$, $a = a(\rho,\rho')$, см. 28/VIII

$$\frac{\partial F(a)}{\partial \rho} = \frac{\partial F(a)}{\partial a}\frac{\partial a}{\partial \rho}, \quad \frac{\partial^2 F}{\partial \rho \partial \rho'} = \frac{\partial}{\partial \rho'}\left[F_a' \frac{\partial a}{\partial \rho}\right] = \frac{\partial F_a'}{\partial \rho'}\frac{\partial a}{\partial \rho} + F_a' \frac{\partial^2 a}{\partial \rho \partial \rho'} =$$

$$= F_{aa}'' \frac{\partial a}{\partial \rho'}\frac{\partial a}{\partial \rho} + F_a' \frac{\partial^2 a}{\partial \rho \partial \rho'}, \quad F_a' = \frac{\partial F}{\partial a} = \frac{1}{a}\left[a - \sqrt{a^2+L^2}\right] = 1 - \frac{1}{a}\sqrt{a^2+L^2}$$

$$F_{aa}'' = \frac{\partial}{\partial a}\frac{1}{a}\left[a - \sqrt{a^2+L^2}\right] = +\frac{1}{a^2}\sqrt{a^2+L^2} - \frac{1}{a}\frac{2a}{2\sqrt{a^2+L^2}} = \frac{1}{a^2}\sqrt{a^2+L^2} - \frac{1}{\sqrt{a^2+L^2}} =$$

$$= \frac{1}{\sqrt{a^2+L^2}}\left[\frac{1}{a^2}(a^2+L^2) - 1\right] = \frac{1}{a^2}\frac{1}{\sqrt{a^2+L^2}}\left[L^2\right] = \frac{L^2}{a^2}\frac{1}{\sqrt{a^2+L^2}}$$

$$\text{Ф-т} \rightarrow g_{\rho\rho}(\rho,\rho') = -\frac{2}{L}\frac{\partial^2}{\partial\rho\partial\rho'}\int_0^{2\pi} d\varphi'\left[L\,\mathrm{Arsh}\frac{L}{a} - \sqrt{L^2+a^2} + a\right] = -\frac{2}{L}\int_0^{2\pi} d\varphi' \frac{\partial^2 F(a)}{\partial\rho\partial\rho'} =$$

$$= -\frac{2}{L}\int d\varphi'\left[\frac{L^2}{a^2}\frac{1}{\sqrt{a^2+L^2}}\frac{\partial a}{\partial\rho}\frac{\partial a}{\partial\rho'} + \left(1 - \frac{1}{a}\sqrt{a^2+L^2}\right)\frac{\partial^2 a}{\partial\rho\partial\rho'}\right],$$

где $a(\rho,\rho',\varphi,\varphi') = \sqrt{\rho^2+\rho'^2-2\rho\rho'\cos(\varphi-\varphi')} = |\vec{\rho}-\vec{\rho}'|$

$$\rightarrow \frac{\partial a}{\partial \rho} = \frac{1}{2\sqrt{(\dots)}}\left[2\rho - 2\rho'\cos(\varphi-\varphi')\right] = \frac{\rho - \rho'\cos(\varphi-\varphi')}{\sqrt{\rho^2+\rho'^2-2\rho\rho'\cos(\varphi-\varphi')}} = \frac{1}{a}\left[\rho - \rho'\cos(\varphi-\varphi')\right]$$

$$\rightarrow \frac{\partial^2 a}{\partial\rho\partial\rho'} = \left(-\frac{1}{2}\right)\frac{1}{\left[\rho^2+\rho'^2-2\rho\rho'\cos(\varphi-\varphi')\right]^{3/2}} 2\left(\rho' - \rho\cos(\varphi-\varphi')\right)\left(\rho - \rho'\cos(\varphi-\varphi')\right) +$$

$$+ \frac{1}{\sqrt{\rho^2+\rho'^2-\dots}}\left[-\cos(\varphi-\varphi')\right] = -\frac{1}{a^2}\frac{\partial a}{\partial\rho'}\left[\rho - \rho'\cos(\cdot)\right] + \frac{1}{a}\left[-\cos(\cdot)\right] =$$

$$= -\frac{1}{a^2}\frac{1}{a}\left(\rho' - \rho\cos\alpha\right)\left(\rho - \rho'\cos\alpha\right) - \frac{1}{a}\cos\alpha = -\frac{1}{a^3}\left[\left(\rho' - \rho\cos\alpha\right)\left(\rho - \rho'\cos\alpha\right) + a^2\cos\alpha\right] =$$

$$= -\frac{1}{a^3}\left[\rho\rho' - \rho^2\cos\alpha - \rho'^2\cos\alpha + \rho\rho'\cos^2\alpha + \left(\rho^2+\rho'^2-2\rho\rho'\cos\alpha\right)\cos\alpha\right] = -\frac{1}{a^3}\rho\rho'\left(1-\cos^2\alpha\right)$$

$$g_{\rho\rho}(\rho,\rho') = -\frac{2}{L}\int d\varphi'\left[\frac{L^2}{a^2}\frac{1}{\sqrt{a^2+L^2}}\frac{1}{a^2}\left(\rho - \rho'\cos\alpha\right)\left(\rho' - \rho\cos\alpha\right) + \left(1 - \frac{1}{a}\sqrt{a^2+L^2}\right)\frac{(-1)}{a^3}\rho\rho'\sin^2\alpha\right]$$

$$= -\frac{2}{L}\int d\varphi'\,\frac{1}{a^4}\left[\frac{L^2}{\sqrt{L^2+a^2}}\left(\rho\rho'(1+\cos^2\alpha) - \rho^2\cos\alpha - \rho'^2\cos\alpha\right) - \rho\rho'\sin^2\alpha\left(a - \sqrt{a^2+L^2}\right)\right]$$

$$\frac{\partial^2 a}{\partial\rho\partial\rho'} = -\frac{1}{a}\frac{\partial a}{\partial\rho}\frac{\partial a}{\partial\rho'} - \frac{1}{a}\cos\alpha = -\frac{1}{a}\left[\frac{\partial a}{\partial\rho}\frac{\partial a}{\partial\rho'} + \cos\alpha\right], \quad -\frac{\partial a}{\partial\rho}\frac{\partial a}{\partial\rho'} = a\frac{\partial^2 a}{\partial\rho\partial\rho'} + \cos\alpha.$$

Ф-т: $\left[\frac{L^2}{a^2}\frac{1}{\sqrt{a^2+L^2}}\frac{\partial a}{\partial\rho}\frac{\partial a}{\partial\rho'} + \left(1 - \frac{1}{a}\sqrt{a^2+L^2}\right)\left(-\frac{1}{a}\right)\left(\frac{\partial a}{\partial\rho}\frac{\partial a}{\partial\rho'} + \cos\alpha\right)\right] =$

$$= \frac{1}{a^2}\frac{L^2}{\sqrt{L^2+a^2}}\left(\frac{\partial^2 a}{\partial\rho\partial\rho'}\cdot a + \cos\alpha\right)(-1) + \left(1 - \frac{1}{a}\sqrt{a^2+L^2}\right)\frac{\partial^2 a}{\partial\rho\partial\rho'} = -\frac{L^2}{a^2}\frac{\cos\alpha}{\sqrt{L^2+a^2}} +$$

$$+ \frac{\partial^2 a}{\partial\rho\partial\rho'}\left[-\frac{L^2}{a}\frac{1}{\sqrt{L^2+a^2}} + 1 - \frac{1}{a}\sqrt{a^2+L^2}\right]$$

Escaneado con CamScanner

Seagate

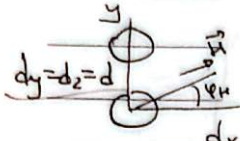
Business Diary

FMR - Gleb

Date

Notes d_induced uniaxial anisotropy field

31/VIII Расчет (дипольного поля) в цепочке (прямоуг. решетка) N_i цилиндрических доров для Глеба (см. 8/III). Plain Rectan-Lat-Vortex.mcd



$W_m(\varphi_H) = \frac{1}{M_s^2 V_d} W_m(\varphi_H) = \text{const} + K_u \cos^2\varphi_H$

$\frac{1}{M_s} H_A(\beta, d) = \frac{2}{M_s^2} K_u(\beta, d)$, K_u можно считать в $\vec{k}$ - представлении, суммируя по всей 2D-решетке доров.

Но можно упрощенно (в дин. приближении) $\frac{K_u}{M_s^2} = 2\pi F_a(\beta, d)$, $F_a(\beta, d) = -\frac{3}{4}\beta \sum_{n\neq 0} \left(\frac{R}{R_n}\right)^3 \cos 2\varphi_{R_n}$, в координат. представлении где $\vec{R}_n$ образуют 2D-решетку (центров доров)

$M_s(N_i) = 480$ G, $2R = 1000$ nm, $L = 70$ nm, d измен. от 0 до 1000 nm = $= 2R$

Было $d_1 = 920$ nm и $R = 400$ nm (раньше (8/III)) → увеличили $R = 400$ до 500 nm, сохранилось ли значение $T_1 = 2R + d_1$ периода вдоль Ox? Видимо, да.

Тогда $T_1 = 2\cdot 400 + 920 = 1720$ nm = const и d_1 (new) $= 1720 - 2\cdot 500 = 720$ nm

$H_A(\beta, d) = 4\pi M_s \cdot F_a(\beta, d)$, $R = 500$ nm

d/R	0	0.1	0.2	0.3	0.5	0.7	1.0	1.3	1.7
H_A, Oe ($T_1 = 1720$ nm)	131	108	89	74	50	33	15	4	0
H_A, Oe ($T_1 = 1,920$ nm)	143	119	100	84	59	42	24	13	3

3/IX Написание MMM-FMR paper с Глебом (исправил, дополнил text and equations).



→ Vortex-dynamics. $g_{\rho\rho}(\rho,\rho')$ в координатном представлении.

$$g_{\rho\rho}(\rho\rho') = -\frac{2}{L}\frac{\partial^2}{\partial\rho\partial\rho'}\int d\varphi' F(a) = -\frac{2}{L}\int d\varphi' \left[F''_{aa}\frac{\partial a}{\partial\rho}\frac{\partial a}{\partial\rho'} + F'_a\frac{\partial^2 a}{\partial\rho\partial\rho'}\right]$$

$\frac{\partial a}{\partial\rho} = \frac{1}{a}[\rho - \rho'\cos\alpha]$, $\frac{\partial a}{\partial\rho'} = \frac{1}{a}[\rho' - \rho\cos\alpha]$, $\alpha = \varphi - \varphi'$.

$\frac{\partial^2 a}{\partial\rho\partial\rho'} = \frac{\partial}{\partial\rho'}\frac{1}{a}[\rho - \rho'\cos\alpha] = -\frac{1}{a^2}\frac{\partial a}{\partial\rho'}[\rho - \rho'\cos\alpha] + \frac{1}{a}(-\cos\alpha) = -\frac{1}{a}\frac{\partial a}{\partial\rho}\frac{\partial a}{\partial\rho'} - \frac{\cos\alpha}{a}$

$\frac{\partial a}{\partial\rho}\frac{\partial a}{\partial\rho'} = -a\frac{\partial^2 a}{\partial\rho\partial\rho'} - \cos\alpha$, $\frac{\partial^2 a}{\partial\rho\partial\rho'} = -\frac{\rho\rho'}{a^3}\sin^2\alpha$

$$g_{\rho\rho}(\rho\rho') = -\frac{2}{L}\int d\varphi' \left[-F''_{aa}\left(a\frac{\partial^2 a}{\partial\rho\partial\rho'} + \cos\alpha\right) + F'_a(-1)\frac{\rho\rho'}{a^3}\sin^2\alpha\right] =$$

$$= -\frac{2}{L}\int d\varphi' \left[\left\{F'_a - a\cdot F''_{aa}\right\}\frac{\partial^2 a}{\partial\rho\partial\rho'} - \cos\alpha\cdot F''_{aa}\right]$$

Escaneado con CamScanner

Seagate
Business Diary
Date Notes

$F'_a - aF''_{aa} = 1 - \frac{1}{a}\sqrt{a^2+L^2} - \frac{L^2}{a}\frac{1}{\sqrt{L^2+a^2}} = 1 - \frac{1}{a\sqrt{a^2+L^2}}\left[a^2+L^2+L^2\right] =$

$= 1 - \frac{1}{a\sqrt{a^2+L^2}}(a^2+2L^2)$

$\int d\varphi' [\dots]$

$\rightarrow \left[\text{под знаком } \int d\varphi'\right] = \left\{1 - \frac{(a^2+2L^2)}{a\sqrt{a^2+L^2}}\right\}\frac{(-\rho\rho')}{a^3}\sin^2\alpha - \cos\alpha\left\{\frac{L^2}{a^2}\frac{1}{\sqrt{L^2+a^2}}\right\} =$

$= \frac{1}{a^4\sqrt{a^2+L^2}}\left[-L^2a^2\cos\alpha - \rho\rho'\sin^2\alpha\left\{a\sqrt{a^2+L^2} - a^2 - 2L^2\right\}\right] =$

$= \frac{1}{a^4\sqrt{a^2+L^2}}\left[-\rho\rho' a\sin^2\alpha\left\{\sqrt{a^2+L^2} - a\right\} - L^2\left\{a^2\cos\alpha + 2\rho\rho'\sin^2\alpha\right\}\right]$

$a^2\cos\alpha - 2\rho\rho'\sin^2\alpha = (\rho^2+\rho'^2-2\rho\rho'\cos\alpha)\cos\alpha - 2\rho\rho'\sin^2\alpha =$

$= (\rho^2+\rho'^2)\cos\alpha - 2\rho\rho'$

$[\dots] = \frac{1}{a^4\sqrt{a^2+L^2}}\left[-\rho\rho' a\sin^2\alpha\left(\sqrt{a^2+L^2} - a\right) - L^2\left\{(\rho^2+\rho'^2)\cos\alpha - 2\rho\rho'\right\}\right] =$

$= -\frac{\rho\rho'}{a^3}\sin^2\alpha + \frac{1}{a^4\sqrt{a^2+L^2}}\left[+\rho\rho' a^2\sin^2\alpha - L^2\left\{(\rho^2+\rho'^2)\cos\alpha - 2\rho\rho'\right\}\right]$, а дальше?

Итак: $a^2 = \rho^2+\rho'^2-2\rho\rho'\cos\alpha = a^2(\alpha)$. $\varphi' = f(a)$, $d\varphi' = \frac{df(a)}{da}da$

$\int d\varphi' = \int da\frac{d\varphi'}{da}$, т.к. $g_{\rho\rho'}(\rho,\rho')$ не зависит от "φ", положим "$\varphi''=0$ и $\varphi' = \alpha$.

$\cos\alpha = \frac{\rho^2+\rho'^2-a^2}{2\rho\rho'}$, $-\sin\alpha\cdot d\alpha = \left(-\frac{1}{2\rho\rho'}\right)2a\,da =$

$d\varphi' = d\alpha = \frac{a\,da}{\rho\rho'}\frac{1}{\sin\varphi'}$, $\cos\varphi' = \frac{1}{2\rho\rho'}\left[\rho^2+\rho'^2-a^2\right]$ $= -\frac{a}{\rho\rho'}da$

$\rightarrow \sin\varphi' = \sqrt{1-\cos^2\varphi'} = \sqrt{1-\frac{(\rho^2+\rho'^2-a^2)^2}{(2\rho\rho')^2}}$ – задаем $\sin\varphi'(a)$.

$\int d\varphi'(\dots) = \int\frac{ada}{\rho\rho'}\frac{1}{\sin\varphi'}$, $\sin\varphi'(a)$ известно. $F(a)$ – полная функция от $\varphi' \Rightarrow \int_0^{2\pi} d\varphi' = 2\int_{-\pi}^{\pi} d\varphi' = 2\int_0^{\pi} d\varphi'$

$a(\varphi') = \sqrt{\rho^2+\rho'^2-2\rho\rho'\cos\varphi'}$, $a(0) = \sqrt{(\rho-\rho')^2} = |\vec\rho-\vec\rho'|$, $a(\pi) = \rho+\rho'$

$\rightarrow J(\rho\rho') = \int_0^{2\pi} d\varphi'\left[\underbrace{\left\{F'_a - aF''_{aa}\right\}}_{a(\pi)}\frac{(-1)\rho\rho'}{a^3}\sin^2\alpha - \cos\alpha\cdot F''_{aa}\right] = \frac{1}{\rho\rho'}\int_{a_1}^{a_2}\frac{ada}{\sin\varphi(a)}\left[-\frac{\rho\rho'}{a^3}\sin^2\varphi'\{\dots\} - \right.$

$\left. - \cos\varphi' F''_{aa}\right] = \frac{1}{\rho\rho'}2\int_{a(0)}^{}da\left[-\frac{\rho\rho'}{a^2}\sin\varphi'(a)\left\{F'_a - aF''_{aa}\right\} - aF''_{aa}\cdot\operatorname{ctg}\varphi'(a)\right]$

$\rightarrow g_{\rho\rho'}(\rho,\rho') = -\frac{2}{L}\int d\varphi'[\dots] = -\frac{2}{L}J(\rho\rho')$ – н/ф интегрировании по "a"

сингулярность $(\rho=\rho')$ находится в нижнем пределе $a(0) = |\rho-\rho'| \to 0$.

Можно просто вычислить $\int d\varphi' F(a)$? А потом $\frac{\partial^2}{\partial\rho\partial\rho'}(\dots)$?

Заменим: $\sin\varphi'\cdot d\varphi' = \frac{1}{\rho\rho'}a\,da$, $d\varphi' = \frac{1}{\rho\rho'}\frac{a}{\sin\varphi'(a)}da$

Escaneado con CamScanner

Vortex-dynamics

Seagate Business Diary

Date Notes

$a(0) = |\rho - \rho'|$, $a(\pi) = \rho + \rho'$

$$g_{\rho\rho}(\rho\rho') = \left(+\frac{2}{L}\right)\frac{2}{\rho\rho'}\int_{a(0)}^{a(\pi)} da\left[\frac{\rho\rho'}{a^2}\sin\varphi'(a)\left\{F'_a - aF''_{aa}\right\} + aF''_{aa}\operatorname{ctg}\varphi'(a)\right]$$

$\sin\varphi'(a) \underset{\substack{a\to 0\\ \rho\to\rho'}}{=} \sqrt{1 - \frac{(\rho^2+\rho'^2)^2}{(2\rho\rho')^2}} = \frac{1}{2\rho\rho'}\sqrt{4-(1+1)^2} \to 0$, $\cos\varphi'(a) \underset{\rho\to\rho';\, a\to 0}{\to} 1$.

$\cos\varphi'(\rho\rho') = \cos\varphi'(\rho) = \frac{2\rho^2 - a^2}{2\rho^2} = 1 - \frac{1}{2}\frac{a^2}{\rho^2}$, $\sin\varphi' \approx \frac{a}{\rho}$ при $a/\rho \ll 1$.

При $\rho = \rho'$ ($\rho \to \rho'$) такое квадр. $g_{\rho\rho}(\rho,\rho') \sim \int_{a(0)} da\,\frac{1}{a^2}\,a\,\frac{1}{a} \sim \int_{a(0)} \frac{da}{a^2} \sim \frac{1}{a(0)} \sim \frac{1}{|\rho-\rho'|}$ –

– Сингулярность. Сильная расходимость. Должен быть $\ln|\rho-\rho'|$ при $\rho\to\rho'$.

Где-то в этом $g_{\rho\rho}$ ошибка!

Надо проверить или вернуться к $\int_0^{2\pi} d\varphi' [\dots]$ и не делать замену $\varphi' \to a$.

$$g_{\rho\rho}(\rho,\rho') = \left(-\frac{2}{L}\right)\int_0^{2\pi} d\varphi'\left[\left\{F'_a - aF''_{aa}\right\}\frac{\partial^2 a}{\partial\rho\partial\rho'} - \cos\alpha\cdot F''_{aa}\right],$$

4/IX

$\alpha = \varphi' - \varphi$, можем положить $\varphi = 0$, $\alpha = \varphi'$, т.к. $g_{\rho\rho}$ от φ "не зависит", но легко можно показать заменой $\varphi' - \varphi = \alpha$, $d\varphi' = d\alpha$ $\Rightarrow \int_0^{2\pi} d\varphi'(\dots) \to \int_{-\varphi}^{2\pi-\varphi} d\alpha\, f(\alpha)$, где $f(\alpha)$ – период. функция с периодом 2π.

$a^2 = \rho^2 + \rho'^2 - 2\rho\rho'\cos\alpha$, $\frac{\partial^2 a}{\partial\rho\partial\rho'} = -\frac{\rho\rho'}{a^3}\sin^2\alpha$.

$F'_a = \frac{\partial F(a)}{\partial a} = 1 - \frac{1}{a}\sqrt{a^2+L^2}$, $F''_{aa} = \frac{\partial^2 F(a)}{\partial a^2} = \frac{L^2}{a^2}\frac{1}{\sqrt{a^2+L^2}}$.

→ Матрица. элементы $g_{\rho\rho}(\rho,\rho')$ MCAD считать не хочет. Хотя сама $G(\rho,\rho') = -\frac{1}{4\pi}\sqrt{\rho\rho'}\,g_{\rho\rho}(\rho,\rho')$ быстро считается $\forall\rho,\rho'$, кроме сингулярности $\rho=\rho'$. File "Breath-Int-Eq.mcd".

→ Активировал HSBC Visa Credit Cards для себя и Лары.

Escaneado con CamScanner

SW - squares/cylinders (saturated)

Seagate Business Diary

 - SW

Date Notes

Вернемся к bugy СФ for first eigenmode (низшей частоты) для описания эксп. Crawford – Patwari.

17/VI я предположил bug СФ $m_{0n}(\rho) \sim J_0(\varkappa\rho)$ и вообще $m_{0n}(\rho) \sim J_0(\varkappa_{0n}\rho)$ на основе $\int d^2\vec{\rho}\, m_{0n}(\rho) \neq 0$ - dip. moment близкой схеме возбуждения и FMR с $\vec{h}_\sim = const$.

→ Такой bug СФ привел к обрезанию axial-sym. $\cos 2\varphi$ части $H_d^y(\rho,\varphi)$ в ур-ии для матрич. элемента

$$H_{0n} = \left(-\frac{1}{4\pi M_s}\right)\frac{1}{A_{0n}}\int d^2\vec{\rho}\; H_d^y(\rho,\varphi)\, m_{0n}^2(\rho) \qquad \text{из-за}$$

радиал. симметрии СФ $m_{0n}(\rho)$.

→ Но $\cos 2\varphi$-часть H_d^y, видимо важна для ef. pinning.

Для $2R = 15\mu m$ есть 2 эксп. частоты → позволяет проверить ef. pinning "d" - правильность $\varkappa J_0'(\varkappa) + d J_0(\varkappa) = 0$ если верно $m_{0n} \sim J_0(\varkappa_{0n}\rho)$.

→ Для вычисления "профиля двух" G низшей моды цилиндра достаточно знать $m_x(\vec{\rho})$ и вычисл. м. элементы $H_d^y(\vec{\rho})$ на $m_x(\vec{\rho})$ – см. JAP'00.

→ Видимо, самый разумный расчет $m_x(\rho) = m_0(\rho) + m_2(\rho)\cos 2\varphi + \ldots$ был 28/VI. С ним может конкурировать лишь $m_x(\rho)$-расчет 29/VI.

Попробуем решить систему от 28/VI для $m_0(\rho)$, $m_2(\rho)$, игнорируя члены $\sim m_n(\rho)\cos n\varphi$ с $n \geq 2$.

Вид СФ осн. сост.: $m_x(\rho,\varphi) = m_0(\rho) + m_2(\rho)\cos 2\varphi$ соответ. симметрии $H_d^y(\rho,\varphi)$.

→ Но не так все просто. Eq.(8) – JAP'00 для "ω_{mn}" в диап. приближении получено игнорируя $P_{m\;n}^{m\pm 2\;n}$ члены и на базис. функциях $m_{mn}(\vec{\rho}) = J_m(\varkappa_{mn}\rho)\cdot\Phi_m(\varphi)$

Eq.(4) → $m_x(\rho,\varphi) = \sum_{mn}\lambda_{mn}^x \mu_\rho^{mn}(\rho,\varphi) = \sum_{mn}\lambda_{mn}^x J_m(\varkappa_{mn}\rho)\Phi_m(\varphi)$ – общее разложение по ортогон. функциям $J_m(\varkappa_{mn}\rho)\Phi_m(\varphi)$.
$(\chi\to\rho),\ \mu_\rho\to\mu_\chi$.

При $\beta \ll 1$ ур. LL - движения диагонально по "n", но не диагонально по "m". Матрица $\hat{G}_{\chi\chi}$, перемешивая "m" с "m ± 2".

Например, если хотим найти ω_{0n}, то получаем связь СФ $_{m=0}$ с $m = 2, 4, 6, \ldots$

Note: Матрич. элементы H_d^y вычисл. на $m_x^\ell(\vec{\rho})$, $m_z^{\ell'}(\vec{\rho})$, тогда как $P_{m\;n}^{m'n'}$ только на $m_x^\ell(\rho)$, а $Q_{m\;n}^{m'n'}$ – только на $m_z^{\ell'}(\vec{\rho})$.

Escaneado con CamScanner

Seagate

Business Diary

Date Notes "Philips"

Семинар: J. Ruigrok, Thermally assisted recording (HAMR).

Stability резко зависит от $\frac{\langle V \rangle}{V_T}$, V_T – термич. $V = \frac{kT}{K_1}$

даже пренебрегая site distribution.

$\langle V \rangle = (4,6 - 8,9\ nm)^3$ – типичное.

Если частицы малы, то cooling time (τ) также must be small to avoid th. decay.

HAMR требует $\tau < \tau_0$ – предактор Neel relax. law.

$t_{sw} H_{wr} \geq 3,5 \frac{1+\alpha^2}{2\gamma}$, α – LLG damping.

↑ write field

поле H_{wr} растет уменьшая в размер частицы (D), хотя SNR при этом растет (DT). тоже.

Fast Switching: exp. Uni Nijmegen

[Hohlfeld et al., MORIS '02 conf.]

~~M_S не есть const в новом подходе.~~

$M_S(T, t)$ не есть равновесное.

Если чуть до $T > T_c$, то H_{switch} может быть ~ 1 эр, и t_{switch} ~ 10 ps.

Беседа с JRuigrok и Andreas, после семинара по теме доклада. HAMR-2 (нагрев выше T_c одн.) по мнению Ruigrok лучше HAMR-1 (нагрев ниже T_c и реверсал в большом $\vec{H}$), который развивается в Seagate.

Escaneado con CamScanner

SW in cylinder

Seagate
Business Diary

Date 5/IX Notes Вышел в РЖС банк с Л.

Для решения задачи SW для in-plane magnetized cylinder можно:

1. диагонализовать матрицу $(N\hat{I} - i\omega\hat{T} + \omega_M\hat{R})$ числовая достаточно большим m в разложении $m_x(\vec{\rho}) = \sum_{mn} \lambda^x_{mn} \mu^{mn}_\rho(\rho,\rho)$, ($m = 0,2,4,\ldots$ для основной гармоники Ω_0), найти Ω_0 и $m^0_x(\vec{\rho})$ (см. 25/VI)
2. найти СФ оператора $\hat{G}_{xx}$, хотя приближенно, и решить ур. Л.–Л. (Eq.2) аналогичным образом

Следуем (2):

$$\mathcal{D}\begin{pmatrix}1&0\\0&1\end{pmatrix}\begin{pmatrix}m_x\\m_z\end{pmatrix} = i\omega\begin{pmatrix}0&-1\\1&0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}m_x\\m_z\end{pmatrix} - H^y_d\begin{pmatrix}1&0\\0&1\end{pmatrix}\begin{pmatrix}m_x\\m_z\end{pmatrix} + \int d^2\rho'\begin{pmatrix}G_{xx}&0\\0&G_{zz}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}m_x\\m_z\end{pmatrix}$$

$\mathcal{D} = H - \ell M_s\nabla^2 \approx H$ для магнитостат. волн.

$$\begin{cases} H m_x = -i\omega m_z - H^y_d m_x + M_s\int d^2\rho' G_{xx} m_x(\vec{\rho}') \\ H m_z = i\omega m_x - H^y_d m_z + M_s\int d^2\rho' G_{zz} m_z(\vec{\rho}') \end{cases}, \text{ см. } 25/\text{VI}$$

$$\begin{cases} -i\omega m_z(\rho) = (H + H^y_d) m_x - M_s\int d^2\rho' G_{xx} m_x(\rho') \\ i\omega m_x(\rho) = (H + H^y_d) m_z - M_s\int d^2\rho' G_{zz} m_z(\rho') \end{cases}$$ — система двух инт. ур. как для вихрей radial modes

СФ операторов G_{xx} и G_{zz} разные, в общем случае. Умн. (2) на $(-i\omega)$

$$\omega^2 m_x = (H + H^y_d)(-i\omega m_z) - M_s\int d^2\rho' G_{zz}(\rho\rho')\left[-i\omega m_z(\rho')\right] =$$

$$= (H + H^y_d)\left[(H + H_d) m_x(\rho) - M_s\int d^2\rho' G_{xx} m_x(\rho')\right] - M_s\int d^2\rho' G_{zz}(\rho\rho') \times$$

$$\times\left[(H + H_d) m_x(\rho') - M_s\int d^2 r\, G_{xx}(\rho', r) m_x(r)\right]$$

Пусть $\rho \ll 1$, тогда $G_{zz}(\vec{\rho},\vec{\rho}') \approx -4\pi\delta(\vec{\rho} - \vec{\rho}')$ как для вихрей

$$\omega^2 m_x(\rho) = (H + H_d)^2 m_x(\rho) - (H + H_d) M_s\int d^2\vec{\rho}'\, G_{xx}(\rho\rho') m_x(\rho') +$$

$$+ 4\pi M_s\left[(H + H_d) m_x(\rho) - M_s\int d^2\vec{r}\, G_{xx}(\rho, r) m_x(r)\right]$$

$$\omega^2 m_x(\vec{\rho}) = (H + H_d)(H + H_d + 4\pi M_s) m_x(\vec{\rho}) - M_s(H + H_d + 4\pi M_s)\int d^2\vec{\rho}'\, G_{xx}(\vec{\rho},\vec{\rho}') m_x(\vec{\rho}') \quad (*)$$

$H_d = H^y_d(\rho,\rho)$ здесь. Симм. ур. для $m_x(\vec{\rho})$ при $\rho \ll 1$.

Или $$\left[\omega^2 - \omega_1^2(\vec{\rho})\right] m_x(\vec{\rho}) = -M_s(H + H_d + 4\pi M_s)\int d^2\vec{\rho}'\, G_{xx}(\vec{\rho},\vec{\rho}') m_x(\vec{\rho}'),$$

$\omega_1^2 = (H + H_d)(H + H_d + 4\pi M_s)$. Отсюда получим спектр ω_k^2 и СФ $m_x^k(\vec{\rho})$.

Далее такое уравнение (в пределе $\rho \ll 1$) сложно. Сравни с аналогом для rectan. elements от Rupert.

Escaneado con CamScanner

Seagate
Business Diary

Date Notes

Используем вместо инт. ур. краевую задачу от 25/VI с $\omega^2_{ll'}$.

λ_x и λ_z – СЗ операторов G_{xx} и G_{zz}.

Нам надо найти точную частоту ω_0. Пусть СФ $m_x^0(\vec\rho) = m_0(\vec\rho)$ – уже известна (из рам. инт. ур. с G_{xx}). Для $\beta \ll 1$ можем принять с точн. до β^2

$G_{zz}(\vec\rho,\vec\rho') = -4\pi\delta(\vec\rho-\vec\rho')$ и $-4\pi m_z(\vec\rho) = \lambda_z m_z(\vec\rho)$ (инт. ур.), т.е. $\lambda_z = -4\pi$,

а $m_z(\vec\rho)$ – любая. Удобно $m_z(\vec\rho) = m_x^0(\vec\rho)$ принять.

тогда $I^{ll'} = \delta_{ll'}$, $l=0$ $\left(\frac{1}{\gamma^2}\omega_0^2 = (H + H_d^{00} - M_s\lambda_x)(H + H_d^{00} + 4\pi M_s)\right)$,

λ_x – СЗ соотв. $m_x^0(\vec\rho)$. В главном порядке по β и $H \to 0$: $\frac{1}{\gamma^2}\omega_0^2 = 4\pi M_s(H + H_d^{00} - M_s\lambda_x)$

где $H_d^{00} = \int d^2\vec\rho\, H_d^y(\rho,\varphi)\left[m_x^0(\vec\rho)\right]^2$, $\int d^2\vec\rho\,[m_x^0(\vec\rho)]^2 = 1$.

Хотя если брать $m_z(t) \sim \cos\omega t$, $m_x \sim \sin\omega t$, $(i\omega \to \omega,\ i\omega \to \omega)$

$\omega m_x(\vec\rho) = (H + H_d) m_z - M_s \int d^2\vec\rho' G_{zz} m_z(\rho') \approx (H + H_d + 4\pi M_s) m_z(\vec\rho)$,

т.е. $m_z(\vec\rho) \approx \frac{\omega}{\omega_M} m_x(\vec\rho)$ – соотношение между амплитудами. (пока забудем об этом)

Видим $\left(\frac{1}{\gamma^2}\omega_0^2 \cong 4\pi M_s(H + H_d^{00} - \lambda_x M_s)\right)$, λ_x – СЗ G_{xx} соотв. $m_x^0(\vec\rho)$ – СФ осн. состояния

Из инт. ур. (*) при $H, H_d \ll 4\pi M_s$ также получим

$\omega^2 m_x(\vec\rho) = 4\pi M_s\left[(H + H_d)m_x(\vec\rho) - M_s\int d^2\vec\rho' G_{xx} m_x(\rho')\right]$ и на СФ $m_x^0(\vec\rho)$

$\omega^2 = 4\pi M_s\left[H + H_d^{00} - M_s\lambda_x^0\right]$, это верно с точн. до $O(\beta^2)$.

Т.е. можно забыть о точном виде $m_z^0(\vec\rho)$ и найти лишь $m_x^0(\rho)$ и λ_x^0.

Зачем выписал H_d^{00} на $m_x^0(\vec\rho)$ и саму осн. частоту ω_0.

$G_{xx}(\vec\rho,\vec\rho') = -\frac{1}{\pi}\int d^2\vec k\, f(kL)\cos^2\varphi_k\, e^{i\vec k(\vec\rho-\vec\rho')}$ – общее определение.

G_{xx} можно разложить по известным $G_{\rho\rho}$, $G_{\rho\varphi}$, $G_{\varphi\varphi}$ – в цил. координатах.

Вид $m_x^0(\vec\rho)$ определяется видом G_{xx}, а не $H_d^y(\vec\rho)$

решать: $\left(\lambda_x m_x(\vec\rho) = \int d^2\vec\rho'\, G_{xx}(\vec\rho,\vec\rho')\, m_x(\vec\rho')\right)$ – см. 28/VI

Простейший подход решения этого инт. ур. – 2D это $\int d\varphi(\dots)$ и искать $m_x(\rho)$ – радиально сим. решения. $m_x(\rho) = \langle m_x(\rho,\varphi)\rangle_\varphi = \frac{1}{2\pi}\int d\varphi\, m_x(\vec\rho)$

$\lambda_x m_x(\rho) = \frac{1}{2\pi}\int d\varphi\, d\varphi' \int d\rho'\rho' G_{xx}(\vec\rho\vec\rho')\, m_x(\rho) = \int d\rho'\rho'\left[\frac{1}{2\pi}\int d\varphi d\varphi' G_{xx}(\vec\rho\vec\rho')\right] m_x(\rho)$

Опр. $g^*(\rho\rho') = \frac{1}{2\pi}\int d\varphi d\varphi' G_{xx}(\vec\rho\vec\rho') = -2\pi\int dk\, k\, f(kL) J_0(k\rho) J_0(k\rho')$ – см. 26/VI.

Получим $\lambda_x m_x(\rho) = \int d\rho'\rho' g^*(\rho,\rho') m_x(\rho)$ – инт. ур. в радиал. сим. приближении (его надо сначала см. ↘)

Escaneado con CamScanner

Seagate
Business Diary

Date Notes

Вид ядра $g(\rho,\rho')$ указывает, что в пределе $R/L \to \infty$ СФ есть $m_x(\rho) = J_0(\varkappa\rho)$ и СЗ $\lambda_x = (-2\pi) f(\varkappa L)$.

$$\lambda_x m_x(\rho) = \lambda_x J_0(\varkappa\rho) = \int_0^R (-2\pi) \int dk\, k f(kL) J_0(k\rho) J_0(k\rho') J_0(\varkappa\rho') =$$

$$= (-2\pi) \int dk\, k f(kL) J_0(k\rho) \left[\int_0^R d\rho' \rho' J_0(k\rho') J_0(\varkappa\rho') \right] = (-2\pi) \int dk\, k f(kL) \Lambda_0(k,\varkappa) J_0(k\rho) =$$

$$= (-2\pi) \int dk\, k f(kL) \frac{1}{k} \delta(k-\varkappa) J_0 = (-2\pi) f(\varkappa L) J_0(\varkappa\rho)$$

Т.е. вид СФ $m_x^0(\rho) = J_0(\varkappa\rho)$ и СЗ $\frac{\lambda_x}{(-4\pi)} = \frac{1}{2} f(\varkappa L)$ вполне оправдан при $\rho \to 0$. Эту СФ я и использовал как trial, ведь $\varkappa$ неизвестно.

→ „$\varkappa$" – вихрей эф. pinning, что и подгонял.

Немного, зачем 25/VI я решал инт. ур. для $m_{x=0}^z(\rho)$ с $g_{zz}^0(\rho\rho')$, ведь надо решать инт.ур. для $m_x(\rho)$ с ядром $g^x(\rho\rho')$.

Есть: $g^x(\rho\rho') = -2\pi \int dk\, k f(kL) J_0(k\rho) J_0(k\rho')$ и $g_{zz}^0(\rho\rho') = -\frac{4\pi}{L} \int dk \left[1 - e^{-kL}\right] J_0(k\rho) J_0(k\rho')$

$$2g^x(\rho\rho') + g_{zz}^0(\rho\rho') = -4\pi \int dk\, k J_0 J_0 \left[1 - \frac{1}{kL}(1-e^{-kL}) + \frac{1}{kL}(1-e^{-kL}) \right] =$$

$$= -4\pi \int dk\, k J_0(k\rho) J_0(k\rho') = -4\pi \frac{1}{\rho} \delta(\rho-\rho')$$

$$\lambda_z m_0^z(\rho) = \int d\rho' \rho' g_{zz}^0(\rho\rho') m_0^z(\rho') = \int d\rho' \rho' \left[-\frac{4\pi}{\rho} \delta(\rho-\rho') - 2g^x(\rho\rho') \right] m_0^z(\rho') =$$

$$-\frac{1}{2}(\lambda_z + 4\pi) m_0^z(\rho) = \int d\rho' \rho' g^x(\rho\rho') m_0^z(\rho'),$$ т.е. $m_0^z(\rho)$ и $m_x^0(\rho)$ – СФ совпадают

и $\lambda_x = -\frac{1}{2}(\lambda_z + 4\pi)$ даст сходу СЗ. Это оправдывает расчет „$\varkappa$" 25/VI или χ_{01}'' из 25/VI из реш. ур. для $m_0^z(\rho)$. „$\varkappa$" или эф. pinning для m_x^0 совпадает с расчетным 25/VI, когда было показано, что χ_{01} велик, → эф. pinning сильный велик, чтобы объяснить experiment, особенно для $2R = 5$ мм ($\beta = \gamma 2\pi$).

SW Вывод: вид СФ $J_0(\varkappa\rho) = m_x^0(\rho)$ в радиально симм. приближении подтвержден, а вихрей. pinning „$\varkappa$" из инт.-ур. для объясн. experiment $\varkappa$ – как trial parameter (fitting). Трудно обосновать, хотя exp. и воспроизводит сф.

→ Т.е. вид СФ $m_x^0(\vec{\rho}) = f(\rho)$ – радиал. симм. удача на пустыне, хотя заведомо $m_x^0(\rho) = J_0(\varkappa\rho)$.

Надо решать $\lambda_x m_x(\rho) = \int d\rho' \rho' g^x(\rho\rho') m_x(\rho')$ точнее.

точнее $\langle m_x^0(\rho,\varphi) \rangle_\varphi = J_0(\varkappa\rho)$
но есть $m_2(\rho), \ldots$

Вид СФ осн. сос. $m_x(\vec{\rho}) = m_0(\rho) + m_2(\rho)\cos 2\varphi + \ldots$, $m_0(\rho) = J_0(\varkappa\rho)$ и $J_2(\varkappa) \approx 0$.

$$\lambda_x m_x(\vec{\rho}) = \int d^2\vec{\rho}\, G_{xx}(\vec{\rho}\vec{\rho}') m_x(\vec{\rho}'),$$ подстановка $m_x(\vec{\rho}) = \sum_\mu C_\mu J_\mu(\varkappa\rho) e^{i\mu\varphi}$

или $m_x(\vec{\rho}) = \sum_\mu m_x^\mu(\rho) e^{i\mu\varphi}$ (cos/sin) даст систему ур. для C_μ или инт.ур. для $m_x^\mu(\rho)$.

См. 28/VI – там была получена сист.-ур. для $m_x^\mu = m_\mu(\rho)$, $\mu = 0, 2, 4, \ldots$

Escaneado con CamScanner

Seagate
Business Diary
Date Notes

Если оставить лишь $\mu = 0, 2$ члены в системе для $m_\mu(\rho)$, то:

$$(1)\quad \lambda_x m_0(\rho) = \int d\rho'\rho' g^*(\rho\rho') m_0(\rho') + \pi \int d\rho'\rho' \left[\int dk k f J_0(k\rho) J_2(k\rho')\right] m_2(\rho')$$

$$(2)\quad \lambda_x m_2(\rho) = 2\pi \int d\rho'\rho' \left[\int dk k f J_2(k\rho) J_0(k\rho')\right] m_0(\rho') - 2\pi \int d\rho'\rho' \left[\int dk k f J_2(k\rho) J_2(k\rho')\right] m_2(\rho')$$

Если инт. ур. не решать, а ищем реш. $m_x(\vec{\rho}) = \sum c_\mu J_\mu(x_{n\mu}\rho) e^{i\mu\varphi}$ (solution ansatz), то отбор вырождения через один pinning параметр d: $x J_\mu'(x) + d J_\mu(x) = 0$, d можно брать. Ясно что $d \to \infty$ и x из $J_\mu(x) = 0$ – strong pinning.

Нормировка СФ $1 = \int d^2\vec{\rho}\, m_x^2(\vec{\rho}) = \int d^2\vec{\rho} \left[m_0 + m_2 \cos 2\varphi\right]^2 = \int d\rho\rho \int_0^{2\pi} d\varphi \left[m_0^2 + 2 m_0 m_2 \cos 2\varphi + m_2^2 \cos^2 2\varphi\right] = 2\pi \int d\rho\rho \left[m_0^2(\rho) + \frac{1}{2} m_2^2(\rho)\right] = 1$

$$H_d^{00} = \frac{1}{A_{00}} \int d^2\vec{\rho}\, H_d^y(\rho,\varphi) \left[m_x^0(\rho,\varphi)\right]^2 = \frac{1}{A_{00}} \int d^2\vec{\rho}\, H_d^y \left[m_0^2 + 2 m_0 m_2 \cos 2\varphi + m_2^2 \cos^2 2\varphi\right] =$$

$$\left[H_d^y = (-4\pi M_s)\left(I_0(\rho) + I_2(\rho)\cos 2\varphi\right)\right] =$$

$$= \frac{(-4\pi M_s)}{A_{00}} \int d^2\vec{\rho}\, I_0(\rho)\left[m_0^2 + \frac{1}{2} m_2^2\right] + \frac{(-4\pi M_s)}{A_{00}} \int d^2\vec{\rho}\, I_2 \cos 2\varphi \left[2 m_0 m_2 \cos 2\varphi\right]$$

Если $\left[m_0 + m_2 \cos 2\varphi + m_4 \cos 4\varphi\right]^2 = m_0^2 + m_2^2 \cos^2 2\varphi + m_4^2 \cos^2 4\varphi + 2 m_0 m_2 \cos 2\varphi + 2 m_0 m_4 \cos 4\varphi + m_2 m_4 \cdot \cos 2\varphi \cos 4\varphi$

даст вклад в инт. с $I_0(\rho)$ — даст вкл. в $I_2(\rho)$

Т.е. $m_4(\rho)$ также даст вклад в H_d^{00}.

Если $\rho \to 0$, то можно $m_0(\rho) = C_0 J_0(x_1\rho)$, $m_2(\rho) = C_2 J_2(x_2\rho)$

$\int d\rho'\rho' g^*(\rho,\rho') m_0(\rho') = (-2\pi) C_0 J_0(x_1\rho) f(x_1 L)$

$\int d\rho'\rho' \left[\int dk k f J_0(k\rho) J_2(k\rho')\right] C_2 J_2(x_2\rho') = C_2 \int dk k f J_0(k\rho) \left[\int d\rho'\rho' J_2(k\rho) J_2(x_2\rho')\right] =$

$= C_2 \int dk k f J_0(k\rho) J_{\mu=2}(k, x_2) = C_2 \int dk k f J_0(k\rho) \frac{1}{k} \delta(k - x_2) = C_2 f(x_2 L) J_0(x_2\rho)$

Рассм. ур. (1) $\lambda_x C_0 J_0(x_1\rho) = (\dots) J_0(x_1\rho) C_0 + \pi C_2 f(x_2 L) J_0(x_2\rho)$,

это возможно лишь при $x_1 = x_2$ (отличие от JAP'00 разложения, где x_{mn} вовсе J_m)

→ Т.е. СФ $m_x(\vec{\rho}) = C_0 J_0(x\rho) + C_2 J_2(x\rho)\cos 2\varphi$, с одинак. x",

но если x" из $J_0(x) = 0$ (хар. ур.), то $J_2(x) = 0$ не выполняется (!).

$$(1)\quad \lambda_x C_0 = -2\pi C_0 f(xL) + \pi C_2 f(xL)$$

$$(2)\quad \lambda_x C_2 = 2\pi C_0 f(xL) - 2\pi C_2 f(xL)$$

$$\left\{\lambda_x = -2\pi f + \pi C f;\ \lambda_x = 2\pi f - 2\pi f C\right\} \quad C = C_2/C_0$$

(противоречие)

$2\lambda_x = -\pi C f$, $0 = -4\pi f + 3\pi f C$, $C = 4/3$, $\lambda_x = -\frac{1}{2}\pi C f = -\frac{2}{3}\pi f(xL)$ – (3)

Тогда как в рассмат. приближении было $\lambda_x^0 = -2\pi f(xL)$. Наверно, см. сл. стр.

→ Т.е. учет $m_2(\rho)\cos 2\varphi$ резко понизил $|\lambda_x| \sim h_{dip}^{dis}$, и соотв. понизил f_{req}. гар.

SW

Seagate

Business Diary

Date Notes

Насколько близки $m_4(\rho)\cos 4\varphi$?

Возьмем $\int_0^{2\pi} d\varphi' G_{xx}(\vec\rho\vec\rho')\cos 2\varphi'$, $G_{xx}(\vec\rho,\vec\rho')$ – Грин-ф.

$\to \int d\varphi' G_{xx}(\rho\rho')\cos 2\varphi' = \mathrm{Re}\int d\varphi' G_{xx}(\vec\rho\vec\rho')e^{i2\varphi'} = \mathrm{Re}\int d\varphi'\left(-\frac{1}{\pi}\right)\int d^2\vec k \int \cos^2\varphi_k \times$
$\times e^{-i\vec k\vec\rho}e^{+i\vec k\vec\rho'}(\cos 2\varphi')e^{i2\varphi'} = \mathrm{Re}\left(-\frac{1}{\pi}\right)\int d^2\vec k \int\cos^2\varphi_k e^{-i\vec k\vec\rho}\left[\int d\varphi' e^{i\vec k\vec\rho'}e^{i2\varphi'}\right] =$
$= -\frac{1}{\pi}\mathrm{Re}\int d^2\vec k\int\cos^2\varphi_k e^{-i\vec k\vec\rho}\,2\pi i^2 e^{i2\varphi_k}J_2(k\rho') = 2\,\mathrm{Re}\int dk\,k\int J_2(k\rho')\int_0^{2\pi} d\varphi_k\cos^2\varphi_k e^{i2\varphi_k}e^{-i\vec k\vec\rho} =$
$= 2\,\mathrm{Re}\int dk(\dots)\int d\varphi_k\left[\frac12+\frac12\frac12(e^{2i\varphi_k}+e^{-2i\varphi_k})\right]e^{i2\varphi_k}e^{-i\vec k\vec\rho} =$
$= 2\,\mathrm{Re}\int dk(\dots)\frac14\int d\varphi_k\left[2e^{i2\varphi_k}+e^{i4\varphi_k}+1\right]e^{-i\vec k\vec\rho} = \frac{2\pi}{2}\mathrm{Re}\int dk(\dots)\left[2i^2e^{i2\varphi}J_2(k\rho)+i^4e^{i4\varphi}J_4(k\rho)+\right.$
$\left.+\,i^0e^{i0\varphi}J_0(k\rho)\right] = \pi\,\mathrm{Re}\int dk(\dots)\left[-2J_2(k\rho)e^{i2\varphi}+J_4(k\rho)e^{i4\varphi}+J_0(k\rho)\right] =$
$= \pi\int dk\,k\int J_2(k\rho')\left[J_0(k\rho)-2J_2(k\rho)\cos 2\varphi+J_4(k\rho)\cos 4\varphi\right]$ – в ком. обмазке с 28/VI.

$\to \int d\varphi' G_{xx}(\vec\rho\vec\rho')\cos 4\varphi' = \mathrm{Re}\int d\varphi' G_{xx}e^{i4\varphi'} = -\frac{1}{\pi}\mathrm{Re}\int d^2\vec k\int\cos^2\varphi_k e^{-i\vec k\vec\rho}\int d\varphi' e^{i\vec k\vec\rho'}e^{i4\varphi'} =$
$= -\frac{1}{\pi}\mathrm{Re}(\dots)\,2\pi i^4 e^{i4\varphi_k}J_4(k\rho') = -2\,\mathrm{Re}\int dk\,k\int J_4(k\rho')\int_0^{2\pi} d\varphi_k\cos^2\varphi_k e^{-i\vec k\vec\rho}e^{i4\varphi_k} =$
$= -2\,\mathrm{Re}\int dk(\dots)\int d\varphi_k\frac14\left[2+e^{i2\varphi_k}+e^{-2i\varphi_k}\right]e^{i4\varphi_k}e^{-i\vec k\vec\rho} =$
$= -2\,\mathrm{Re}\int dk(\dots)\frac14\int d\varphi_k\left[2e^{i4\varphi_k}+e^{i6\varphi_k}+e^{i2\varphi_k}\right]e^{-i\vec k\vec\rho} =$
$= -2\,\mathrm{Re}\int dk\,k\int J_4\cdot\frac14\,2\pi\left[2\cdot i^4e^{i4\varphi}J_4(k\rho)+i^6e^{i6\varphi}J_6(k\rho)+i^2e^{i2\varphi}J_2(k\rho)\right] =$
$= -\pi\int dk\,k\int J_4(k\rho')\left[2J_4(k\rho)\cos 4\varphi-J_6(k\rho)\cos 6\varphi-J_2(k\rho)\cos 2\varphi\right]$

$\lambda_x\left[m_0(\rho)+m_2(\rho)\cos 2\varphi+m_4(\rho)\cos 4\varphi\right] = \int d\rho'\rho'\int d\varphi' G_{xx}(\vec\rho\vec\rho')\left[m_0(\rho')+m_2(\rho')\cos 2\varphi'+m_4(\rho')\cos 4\varphi'\right] =$
$= \int d\rho'\rho'\left[-2\pi\int dk\,k\int J_0(\cdot)\{J_0-J_2\cos 2\varphi\}m_0(\rho')+\pi\int dk\,k\int J_2(\cdot)\{J_0-2J_2\cos 2\varphi+J_4\cos 4\varphi\}m_2+\right.$
$\left.+(-\pi)\int dk\,k\int J_4(\cdot)\{2J_4\cos 4\varphi-J_6\cos 6\varphi-J_2\cos 2\varphi\}m_4(\rho')\right]$, см. 28/VI

$(\cos 2\varphi)^0$: $\lambda_x m_0(\rho) = \int d\rho'\rho'\left[-2\pi\int dk\,k\int J_0(\cdot)J_0\,m_0(\rho')+\pi\int dk\,k\int J_2(\cdot)J_0\,m_2(\rho')\right]$

$\cos 2\varphi$: $\lambda_x m_2(\rho) = \int d\rho'\rho'\left[2\pi\int dk\,k\int J_0(\cdot)J_2\,m_0(\rho')-2\pi\int dk\,k\int J_2(\cdot)J_2\,m_2(\rho')+\right.$
$\left.+\pi\int dk\,k\int J_4(\cdot)J_2\,m_4(\rho')\right]$, $(\cdot)=k\rho'$, $J_n\to J_n(k\rho')$

$\cos 4\varphi$: $\lambda_x m_4(\rho) = \int d\rho'\rho'\left[\pi\int dk\,k\int J_2(\cdot)J_4\,m_2(\rho')-2\pi\int dk\,k\int J_4(\cdot)J_4\,m_4(\rho')\right]$

Видно $m_x(\rho) = m_0(\rho)+m_2(\rho)\cos 2\varphi+m_4(\rho)\cos 4\varphi$, $m_n\sim J_n(x\rho)$

надо понимать как разложение по $\rho<1$, т.к. $\rho\simeq R$ где H_d^{00} невелики.

Escaneado con CamScanner

Seagate
Business Diary
Date Notes

Вид парциальных гармоник в разложении СФ:

При $\beta \to 0$ $\quad m_0(\rho) = C_0 J_0(\varkappa\rho)$, $m_2(\rho) = C_2 J_2(\varkappa\rho)$, $m_4(\rho) = C_4 J_4(\varkappa\rho)$

$$\begin{cases} \lambda_x C_0 = -2\pi C_0 f + \pi C_2 f \\ \lambda_x C_2 = 2\pi f C_0 - 2\pi f C_2 + \pi f C_4 \\ \lambda_x C_4 = \pi f C_2 - 2\pi f C_4 \end{cases} \to \begin{cases} \lambda_x = -2\pi f + \pi B_2 f \\ \lambda_x B_2 = 2\pi f - 2\pi f B_2 + \pi f B_4 \\ \lambda_x B_4 = \pi f B_2 - 2\pi f B_4 \end{cases} \quad \begin{matrix} B_2 = C_2/C_0 \\ B_4 = C_4/C_0 \end{matrix}$$

Систему для λ_x, C на пред. сор. решил неверно. Надо:

$$\begin{cases} \lambda_x = -2\pi f + \pi C f \\ \lambda_x C = 2\pi f - 2\pi f C \end{cases} \quad \lambda_x(1+C) = -\pi f C \quad . \quad m_x(\rho,\varphi) = J_0(\varkappa\rho) + \sqrt{2} J_2(\varkappa\rho)\cos 2\varphi$$

$2\lambda_x + \lambda_x C = -2\pi f$, $\lambda_x C = -2\pi f - 2\lambda_x$

$\lambda_x + \lambda_x C = \lambda_x - 2\pi f - 2\lambda_x = -2\pi f - \lambda_x = -\pi f C$, $\lambda_x = -2\pi f + \pi f C$

$\frac{\lambda_x}{\pi f} = -2 + C$ и $\frac{\lambda_x}{\pi f} C = 2 - 2C$, $(C-2)C = 2 - 2C$, $C^2 - 2C = 2 - 2C$

$C^2 = 2$, $C = (2)^{1/2}$, $\lambda_x = \pi f (C-2) = \pi f(\sqrt{2} - 2) = -2\pi f \left(1 - \frac{\sqrt{2}}{2}\right)$ — с учётом сферы Эвальда

было $\lambda_x^0 = -2\pi f$

Решить систему для λ_x, B_2, B_4.

$\frac{\lambda_x}{\pi f} = -2 + B_2$, $\frac{\lambda_x}{\pi f} B_2 = 2 - 2B_2 + B_4$, $\frac{\lambda_x}{\pi f} B_4 = B_2 - 2B_4$

$\frac{\lambda_x}{\pi f} + 2 = B_2$, $\left(\frac{\lambda_x}{\pi f} + 2\right) B_2 = 2 + B_4$, $\left(\frac{\lambda_x}{\pi f} + 2\right) B_4 = B_2$

$B_2^2 = 2 + B_4$ и $B_2 B_4 = B_2$, $\Rightarrow B_4 = 1$, $B_2^2 = 3$, $B_2 = \sqrt{3}$

$\frac{\lambda_x}{\pi f} = B_2 - 2 = \sqrt{3} - 2$, $\lambda_x = -2\pi f \left(1 - \frac{\sqrt{3}}{2}\right)$,

→ СФ: $\frac{1}{C_0} m_x(\rho,\varphi) = J_0(\varkappa\rho) + \sqrt{3} J_2(\varkappa\rho)\cos 2\varphi + J_4(\varkappa\rho)\cos 4\varphi$

— на основе узла трёх пиков $\cos(0\varphi)$, $\cos 2\varphi$ и $\cos 4\varphi$ $\quad C_0$ — не уст. нормировка на «1»

6/IX

Вводим СЗ для осн. составл. ин. доля с $\vec{M}_0$ плоск.:

→ $\lambda_x^0 = -2\pi f$; $\lambda_x = -2\pi f\left(1 - \frac{\sqrt{2}}{2}\right)$ и $\lambda_x = -2\pi f\left(1 - \frac{\sqrt{3}}{2}\right)$

(радиал. сим. приближ.) (cos 2φ - узлы) (узлы cos 2φ и cos 4φ - пиков)

Т.е. СЗ $|\lambda_x|$ и w_0 уменьшаются по мере увеличения точности расчёта $m_x^0(\vec{\rho})$ — СФ осн. составляющ (узлы на радиал. сим. вкладов).

Но проблема выбора «x», который определяет профиль $m_x^0(\rho,\theta)$ и ringing в данных, остаётся.

→ Как можно выбрать приближ. решение системы инт. ур. для $\lambda_x, m_x(\vec{\rho})$ в виде разложения по $m_n(\rho) = C_n J_n(\varkappa\rho)$, «x» можно определить из:

- а) fitting to exp. data
- б) вводя явно эф. дифференц. граничное условие при $\rho = R$, как для wires

→ Итого систему инт. ур. для $m_x(\vec{\rho})$ решать очень трудно.

Escaneado con CamScanner

SW

Seagate Business Diary

Date Notes

→ Discussion with A. Robei: он показал из своей модели, что LLG-damping term может быть получен и нас смысла вводить тензор-damping как Safonov. обещал ещё прислать Safonov's papers и разобраться.

Метод ортогон. разложения JAP'00 предполагает

$m_x(\rho,\varphi) = \sum_{mn} \Lambda^x_{mn} J_m(\varkappa_{mn}\rho) \begin{matrix} e^{im\varphi} \\ (\cos m\varphi) \end{matrix}$ и задача лин. сист. для Λ^x_{mn} уравн.

Решена задача о ФР G_{xx} 5/IX и фактически сделан $\sum_n$, по нулям корней $\varkappa_{mn}$ of Bessel's func.

$\sum_n \Lambda^x_{mn} J_m(\varkappa_{mn}\rho) = m_m(\rho) = J_m(\varkappa\rho)$ и $m_x(\rho,\varphi) = \sum_m m_m(\rho)\cos m\varphi$

Лучше индекс $m \to \mu$, $\sum_n \Lambda^x_{\mu n} J_\mu(\varkappa_{\mu n}\rho) = m_\mu(\rho) = J_\mu(\varkappa\rho)$ и

имеем ФР $m_x(\rho,\varphi) = \sum_\mu m_\mu(\rho)\cos\mu\varphi$, μ – чет., $\mu \geq 0$.

Баг $m_\mu(\rho) = J_\mu(\varkappa\rho)$ можно доказать в пределе $\rho \to 0$.

Т.к. $m_x(\rho,\varphi) = \sum_\mu C_\mu J_\mu(\varkappa\rho)\cos\mu\varphi$, C_μ не убывают с ростом "μ",

то это разложение можно рассм как разложение по $\left(\frac{\rho}{R}\right)$, ведь все

$J_2(\varkappa\rho)$, $J_4(\varkappa\rho) \cong 0$ при $\rho/R \ll 1$ (если $\varkappa R$ – невелико).

$J_2(\varkappa\rho)\cos 2\varphi$, $J_4\cos 4\varphi$ – все же учитывают краевые эффекты $\rho \approx R$,

где $H_{int} \approx 0$ и реальная $m_x(\rho,\varphi)$ должна ≈ 0 быть мала.

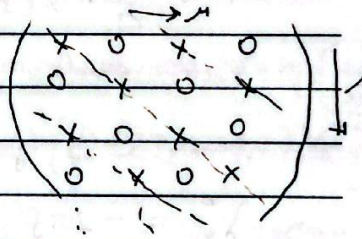
→ приближение $m_x(\rho,\varphi) \approx J_0(\varkappa\rho)$, $\rho \leq R$ физически разумно

но "$\varkappa$" прямого отношения к pinning при $\rho = R$ типа $xJ_\mu'(x) + dJ_\mu(x)$

не имеет. Вместо "d" – pinning параметра (данного $\varkappa_{mn}/R = \varkappa_{mn}$)

имеем параметр "$\varkappa$".

→ Матрица системы ур-й для $m_\mu(\rho)$ –



имеет $\neq 0$ элементы лишь при $\mu = \mu'$ и $\mu = \mu' \pm 2$

Если $m_x(\vec{\rho}) = \sum_\mu C_\mu J_\mu(\varkappa\rho)\cos\mu\varphi$,

то C_μ должны хотя бы убывать с ростом "μ",

иначе учет первых членов по "μ" недостаточен (матрич. элементы должны

убывать с ростом "μ").

→ Нужно вычислить $\int d\varphi' G_{xx}(\vec{\rho},\vec{\rho}')\cos\mu\varphi$ как $f(\mu)$.

$\forall\mu$: $\int_0^{2\pi} d\varphi' G_{xx}(\vec{\rho}\vec{\rho}')\cos\mu\varphi = -\frac{1}{\pi}\mathrm{Re}\int d^2k \frac{f\cos^2\varphi_k}{k^2} e^{-i\vec{k}\vec{\rho}} \int d\varphi' e^{i\vec{k}\vec{\rho}'} e^{i\mu\varphi'} =$

$= -\frac{1}{\pi}\mathrm{Re}\int dk\,k \int d\varphi_k f\cos^2\varphi_k e^{-i\vec{k}\vec{\rho}} 2\pi i^\mu e^{i\mu\varphi_k} J_\mu(k\rho') = -\frac{1}{\pi}\mathrm{Re}\int dk\,k f J_\mu(k\rho') e^{\pi i^\mu} \times$

$\times \int d\varphi_k \frac{1}{2}\left[1 + \frac{1}{2}e^{i2\varphi_k} + \frac{1}{2}e^{-i2\varphi_k}\right] e^{-i\vec{k}\vec{\rho}} e^{i\mu\varphi_k} = -\frac{2\pi}{\pi}\frac{1}{4}\mathrm{Re}\int dk\,k f J_\mu(\cdot) i^\mu \int d\varphi_k \left[2e^{i\mu\varphi_k} + e^{i(\mu-2)\varphi_k} + \right.$

$\left. + e^{i(\mu+2)\varphi_k}\right] e^{-i\vec{k}\vec{\rho}} = -\frac{1}{2}\mathrm{Re}\int dk\,k f J_\mu(\cdot) i^\mu 2\pi \left[2i^\mu e^{i\mu\varphi} J_\mu + i^{\mu-2} e^{i(\mu-2)\varphi} J_{\mu-2} + i^{\mu+2} e^{i(\mu+2)\varphi} J_{\mu+2}\right] =$

Escaneado con CamScanner

$\int d\varphi' G_{xx} = -2\pi \int dk\, k f\, J_0(\cdot)\left[J_0 - J_2 \cos 2\varphi\right]$ Seagate Business Diary

$\int d\varphi' G_{xx}(\rho\rho')$ ($\mu=0$) авл. исключением вида на 1ое и 2ое уравн.

Date Notes

$= -\pi\, \mathrm{Re} \int dk\, k f J_\mu(\cdot)\, i^{2\mu}\left[2e^{i\mu\varphi} J_\mu - e^{i(\mu-2)\varphi} J_{\mu-2} - e^{i(\mu+2)\varphi} J_{\mu+2}\right] = \left|\begin{matrix}\mu - \text{цел.}\\ i^{2\mu}=1\end{matrix}\right| =$

$= -\pi \int dk\, k f J_\mu(k\rho') \left[2J_\mu(k\rho)\cos\mu\varphi - J_{\mu-2}(k\rho)\cos(\mu-2)\varphi - J_{\mu+2}(k\rho)\cos(\mu+2)\varphi\right]$

Т.е. коэф. в матрице для C_μ или B_μ, λ_x – определяются (см. 5/IX)

вообще $-2\pi f$ – diagonal ($\mu=\mu'$), πf – nondiagonal ($\mu=\mu'\pm 2$) и от "μ" не зависят в пределе $\beta \ll 1$,

когда $\Lambda_\mu(k,k') = \int_0^R d\rho\, \rho\, J_\mu(k\rho) J_\mu(k'\rho) \underset{R/L\to\infty}{=} \frac{1}{k}\delta(k'-k)$ и от "μ" не зависит, а СФ есть $J_\mu(x\rho)$.

Если β не $\ll 1$, то коэф. конечно падают с ростом "μ", матрица системы будет конечна, но нет шансов решить систему инт. уравнений с синг. ядрами. А для $\beta\to 0$ СФ $J_\mu(x\rho)$ известны, но матрица – бесконечна.

Можем, например, учесть собств-ные в расчет 5/IX

$$\begin{cases} \mu=0: & \lambda_x = -2\pi f + B_2 f\pi \\ \mu=2: & \lambda_x B_2 = 2\pi f - 2\pi f B_2 + \pi f B_4 \\ \mu=4: & \lambda_x B_4 = \pi f B_2 - 2\pi f B_4 + \pi f B_6 \\ \mu=6: & \lambda_x B_6 = \pi f B_4 - 2\pi f B_6 \end{cases} \quad \lambda_x \to \frac{\lambda_x}{\pi f},\ f = f(x\rho) \quad \begin{cases} \lambda_x = B_2 - 2 & (1)\\ \lambda_x B_2 = 2 - 2B_2 + B_4 & (2)\\ \lambda_x B_4 = B_2 - 2B_4 + B_6 & (3)\\ \lambda_x B_6 = B_4 - 2B_6 + B_8 & (4) \end{cases}$$

$\lambda_x + 2 = B_2$, $(\lambda_x+2)B_2 = B_4 + 2$, $(\lambda_x+2)B_4 = B_2 + B_6$,

$(\lambda_x+2)B_6 = B_4$. $B_2^2 = B_4 + 2$, $B_2 B_4 = B_2 + B_6$, $B_2 B_6 = B_4 + B_8$

$B_2^2 B_4 = B_2^2 + B_6 B_2 \Rightarrow (B_4+2)B_4 = B_4 + 2 + B_4 = 2B_4 + 2$, $B_4^2 = 2$

$B_4 = \sqrt{2}$, $B_2^2 = \sqrt{2} + 2$, $B_2 = \sqrt{\sqrt{2}+2}$, $B_6 = B_2(B_4 - 1)$

обобщ. $\Rightarrow$ Начиная с $\mu=4$ $B_\mu B_2 = B_{\mu-2} + B_{\mu+2}$, ур-я с $\mu=0,2$ особые: $\begin{cases}\lambda_x+2 = B_2\\ B_2^2 = B_4+2\end{cases}$

$B_6 = \sqrt{2^{\sqrt{2}+2}}(\sqrt{2}-1) = \sqrt{\sqrt{2}(\sqrt{2}+1)}(\sqrt{2}-1)$

$\to \lambda_x = -2 + B_2 = -2 + \sqrt{2+\sqrt{2}} = -2\left[1 - \frac{1}{2}\sqrt{2+\sqrt{2}}\right]\pi f$ — во-во да! Неужели сходится?

$B_2 = \sqrt{2+\sqrt{2}}$, $B_4 = \sqrt{2}$, $B_6 = (B_4/B_2) = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{2+\sqrt{2}}} = \frac{1}{\sqrt{1+\frac{\sqrt{2}}{2}}}$

$\to m_x(\rho,\varphi) = J_0(x\rho) + \sqrt{2+\sqrt{2}}\, J_2(x\rho)\cos 2\varphi + \sqrt{2}\, J_4(x\rho)\cos 4\varphi + \frac{1}{\sqrt{1+\frac{\sqrt{2}}{2}}} J_6(x\rho)\cos 6\varphi$

Проверим $\int d\varphi' G_{xx}(\vec\rho,\vec\rho') = -\pi \int dk\, k f J_0(k\rho')\left[2J_0 - J_{-2}\cos 2\varphi - J_2\cos 2\varphi\right] =$ ($\mu=0$)

$= -2\pi \int dk\, k f J_0(k\rho')\left[J_0(k\rho) - J_2(k\rho)\cos 2\varphi\right]$ – верно, совп. с 26/VI.

Это из-за $\mu \geq 0$ по смыслу.

$\to$ Решить систему $B_2^2 = B_4 + 2$, $B_\mu B_2 = B_{\mu-2} + B_{\mu+2}$, $\mu \geq 4$. $\mu = 4,6,8\ldots$

Тогда $(\lambda_x/\pi f) = -2 + B_2$ – определяет спектр SW при $\beta \ll 1$.

Escaneado con CamScanner

Seagate
Business Diary

Эф. Граничные условия для SW



Date Notes

$B_2^2 = B_4 + 2$, $B_\mu B_2 = B_{\mu-2} + B_{\mu+2}$

$B_{\mu-2}B_2 = B_{\mu-4} + B_\mu$, $B_{\mu+2}B_2 = B_\mu + B_{\mu+4}$

$B_\mu = B_{\mu-2}B_2 - B_{\mu-4}$, $\mu \geq 6$. $B_\mu B_2^2 = B_{\mu-2}B_2 + B_{\mu+2}B_2 =$

$= B_{\mu-4} + B_\mu + B_\mu + B_{\mu+4} = 2B_\mu + B_{\mu-4} + B_{\mu+4}$

Если учесть B_8, то Eq. (1)-(3) не изменится, но

(4) сомн $\lambda_x B_6 = B_4 - 2B_6 + B_8$ или $B_2 B_6 = B_4 + B_8$, а

(5) $\rightarrow$ $B_2 B_8 = B_6 + B_{10}$

$B_2^2 = B_4 + 2$, $B_2 B_4 = B_2 + B_6$, $B_2 B_6 = B_4 + B_8$, $B_2 B_8 = B_6$

$B_2^2 B_4 = B_2^2 + B_6 B_2 \rightarrow B_4(B_4+2) = B_4 + 2 + B_2 B_6$

$B_2^2 B_6 = B_4 B_2 + B_8 B_2 \rightarrow (B_4+2)B_6 = B_2 + B_6 + B_6 = B_2 + 2B_6$

Отсюда $B_4 B_6 = B_2$, $(B_2 B_6)B_4 = B_2^2$, $\rightarrow [B_4^2 + 2B_6 - B_4 - 2]B_4 = B_4 + 2$

$B_4^3 + B_4^2 - 3B_4 - 2 = 0$ — уже сложнее.

$\begin{cases} B_2^2 = B_4 + 2 \\ B_4 B_6 = B_2 \\ B_2 B_4 = B_2 + B_6 \end{cases}$ $B_2^2 B_4 = B_2^2 + B_2 B_6$, $(B_4+2)B_4 = B_4 + 2 + B_2 B_6$ $\times B_4$

$B_6 = B_2/B_4$. $B_2 B_4 = B_2 + B_2/B_4$, $B_4 = 1 + \frac{1}{B_4}$

$B_4^2 - B_4 - 1 = 0$, $B_4 = \frac{1}{2}\left[1 \pm \sqrt{1^2 - 4(-1)}\right] = \frac{1}{2}\left[1 \pm \sqrt{5}\right]$

$B_2^2 = 2 + B_4 = 2 + \frac{1}{2}\left[1 \pm \sqrt{5}\right] = \frac{5}{2} \pm \sqrt{5}$, $B_2 = \sqrt{\frac{5}{2} \pm \sqrt{5}}$

$\lambda_x = -2 + \sqrt{\frac{5}{2} \pm \sqrt{5}}$, надо выбрать "-", иначе λ_x будет > 0. $B_6 = 2\frac{\sqrt{5/2 - \sqrt{5}}}{1 - \sqrt{5}}$

$\frac{1}{\pi t}\lambda_x = -2 + \sqrt{\frac{5}{2} - \sqrt{5}} = -2\left[1 - \frac{1}{2}\sqrt{\frac{5}{2} - \sqrt{5}}\right]$, ну-ну.

Общего решения не видно сносится для B_n. Ef. pinning - cylinder

Грам.усл. $\rightarrow$ "$\varkappa$" можно попроб. определить из грам. условий для $m_0(\rho) \simeq J_0(\varkappa\rho)$.

$\lambda_x m_x(\rho) = \int g^*(\rho\rho') m_x(\rho') \rho' d\rho'$, $g^*(\rho\rho') = -2\pi \int dk\, k f(kL) J_0(k\rho) J_0(k\rho')$

$\rho = R$, $\lambda_x m_x(1) = \int d\rho' \rho' g^*(1,\rho') m(\rho')$; $\lambda_x \frac{\partial m_x(\rho)}{\partial \rho} = \int d\rho' \rho' \frac{\partial g^*(\rho\rho')}{\partial \rho} m_x(\rho')$

$\frac{\partial g^*}{\partial \rho} = -2\pi \int k\,dk\, f \frac{\partial J_0(k\rho)}{\partial \rho} J_0(k\rho') = 2\pi \int dk\, k^2 f J_1(k\rho) J_0(k\rho')$

$\lambda_x \frac{\partial m_x}{\partial \rho}\Big|_{\rho=1} = \int d\rho' \rho' 2\pi \int dk\, k^2 f J_1(k) J_0(k\rho') m_x(\rho')$ — много как.

$\rightarrow$ Видно применяется решение как для SW-widths $m_x(\rho') = m_x(\rho) + m_x'(\rho)(\rho' - \rho)$

$\int d\rho' \rho' g^*(\rho,\rho') m_x(\rho') = \int d\rho' \rho' (-2\pi) \int dk\, k f J_0(k\rho) J_0(k\rho') \left[m_x(\rho) + m_x'(\rho)(\rho' - \rho)\right]$

$\int_0^1 d\rho' \rho' J_0(k\rho') = \frac{1}{k^2} \int_0^k dx\, x J_0(x) = \frac{1}{k^2} x J_1(x)\Big|_0^k = \frac{1}{k} J_1(k)$

$\int_0^1 d\rho' \rho'^2 J_0(k\rho') = F_0(k)$

Escaneado con CamScanner

Seagate
Business Diary
Date Notes

$$\lambda_x m_x(\rho) = (-2\pi)\int dk\, k\, f(\beta k) J_0(k\rho) \frac{J_1(k)}{k} \cdot m_x(\rho) + m_x'(\beta)\left[(-2\pi)\int dk\, k\, f J_0(k\rho) \times \right.$$
$$\left. \times \left\{F_0(k) - \frac{\rho}{k} J_1(k)\right\}\right]$$

1) $\rho = 0$: $\lambda_x m_x(0) = (-2\pi)\int dk\, f(\beta k) J_1(k) \cdot m_x(0) + m_x'(0)(-2\pi)\int dk\, k f(\beta k) F_0(k)$

$$\left[\int dk\, k f(\beta k) F_0(k)\right] \cdot m_x'(0) + \left[\frac{\lambda_x}{2\pi} + \int dk\, f(\beta k) J_1(k)\right] m_x(0) = 0$$

$$\Phi_1(\beta) \cdot m_x'(0) + \Phi_2(\beta, x)\, m_x(0) = 0$$

$\rho = 0$: $\frac{\partial m_x}{\partial \rho} + d_0(\beta, x)\, m_x = 0$. $m_x(\rho) = J_0(x\rho)$, $\frac{\partial m_x}{\partial \rho} = -J_1(x\rho)\cdot x$

$\frac{\partial m_x(0)}{\partial \rho} = 0$, $m_x(0) = 1 \Rightarrow d_0(\beta, x) = \frac{\Phi_2(\beta, x)}{\Phi_1(\beta)} = 0$, $\Phi_2(\beta, x) = 0$

$$0 = \Phi_2(\beta, x) = \frac{\lambda_x}{2\pi} + \int dk\, f(\beta k) J_1(k) = \left| \lambda_x = -2\pi f(\beta x) \right| = -f(\beta x) + \int dk\, k f(\beta k) J_1(k)$$

для радиал. прибл.

$f(\beta x) = \int dk\, f(\beta k) J_1(k)$ — условие согласования, можно рассм. как уравнение на pinning parameter $x(\beta)$".

2) $\rho = 1$: $\lambda_x m_x(1) = (-2\pi)\int dk\, f(\beta k) J_0(k) J_1(k) \cdot m_x(1) + m_x'(1) \times$

$$\times \left[(-2\pi)\int dk\, k\, f(\beta k) J_0(k)\left\{F_0(k) - \frac{J_1(k)}{k}\right\}\right]$$

$$\left[D(\beta) - E(\beta)\right] m_x'(1) + \left[\frac{\lambda_x}{2\pi} + E(\beta)\right] m_x(1) = 0 \quad , \quad m_x(\rho) = J_0(x\rho)$$

Опр. $D(\beta) = \int dk\, k f(\beta k) J_0(k) F_0(k)$, $E(\beta) = \int dk\, f(\beta k) J_0(k) J_1(k)$

$\rho = 1$: $\frac{\partial m_x}{\partial \rho} + d_1(\beta, x)\, m_x = 0$, $d_1(\beta, x) = \frac{-f(\beta x) + E(\beta)}{D(\beta) - E(\beta)}$

$-x J_1(x) + d_1(\beta, x) J_0(x) = 0$ — ур-е на $x(\beta)$" — pinning in-plane for cylinder

Видно, что strong pinning $x = x_{on}$ не есть решение.
"Free spins" $x = 0$, также не есть решение.

Note:

→ Аналогичную процедуру вычисления ef. pinning через разложения СФ в ряд под $\int dx'(\ldots)$, $\int dy'(\ldots)$ можно повторить и для "vortex radial" modes и для "rectangular" elements. (21/VIII)

→ Для rectan. (square) elements $m^x_{mn}(x,y) = \cos\left(\frac{\pi m x}{w}\xi\right) \mu_n(y)$, $\log \mu_n(y) \sim \cos\left(\frac{\pi y n}{w}\right)$ не очень важен при $\rho \to 0$, нужно рассм. задачу на СФ, СЗ для $m^x_{mn}(x,y) \to m^x_n(x)$ с ядром $G^{xx}_n(x) = \langle n | G_{xx}(x,y) | n \rangle$, $G^{zz}_{n=0}(x) = \frac{2}{\rho} \ln \frac{|x - x'|}{(x-x')^2 + \rho^2}$ — SW-wires,

$G^{zz}_n(x,y) \sim K_0\left(q_y'' \sqrt{\rho^2 + (x-x')^2}\right)$ известна. Надо найти $G^{xx}_n(x,x') \sim K_1\left(q_y'' \sqrt{\rho^2 + (x-x')^2}\right)$ - ?

Escaneado con CamScanner

Seagate
Business Diary

SW

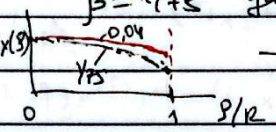
Date Notes

8/IX Численное решение уравнения на ef. pinning и "x" для in-plane saturated Cylindrical dot.

$2R = 15\,\mu m \to \beta = 1/75$ и $2R = 5\,\mu m \to \beta = 0.04 = 1/25$.

Ранее $d_1(\beta, x) = \frac{x J_1(x)}{J_0(x)}$. $\beta = 0.04$ дает $x(0.04) = 0.69$

при $\beta = \text{const}$ $\beta = 1/75$ дает $x(1/75) = 0.74$

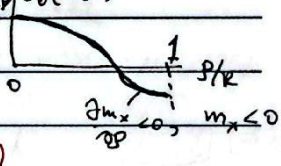
$m_x(\beta) = J_0(x\beta)$ – ef. СФ, 

– скорее, это потом интерпретируем modes, pinning слабее с ростом "β".

$x(1/75) = 0.74$ дает величину $H_{eff} = -88$ Oe (+26 Oe на exp.)

$x(1/25) = 0.69$ дает $H_{eff} = -204$ Oe (−11 Oe на exp).

Т.е. эти "x" не годятся. $d_1(\beta, x) < 0$ – скорее $x \le 2.5$

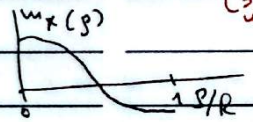
Надо выбирать $x > 2.4$ (больше 1-го корня $J_0(x) = 0$), 

тогда $\frac{\partial m_x}{\partial \beta} + d_1 m_x\Big|_{\beta=1} = 0$ возможно.

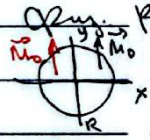
Получим:

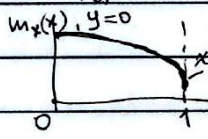
$x(1/75) = 3.35 \to H_{eff}(1/75) = 25.2$ Oe (26 Oe – exp)

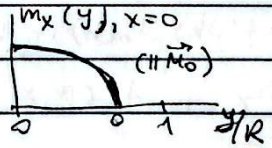
$x(1/25) = 3.25$ (3.144 испр.) $H_{eff}(1/25) = 122.5$ Oe (104,2 Oe) (−11 Oe – exp.) – плохо совпад.

СФ 

с узлом ($x > 2.4$) – плохо, а при $\beta = 1$ – точно $m_x(\beta) = 0$

Ориентационно 





т.к. $H_d^y(x,y)$ гораздо более редко зависит от "y" ($\vec{Oy} \parallel \vec{M_0}$).

Точки невязки (минимум): Для осн. моды минимум $\approx$ Закон дисперсии (см. 5/IX)

$\frac{1}{\gamma_2}\omega_0^2 \cong 4\pi M_s\left(H + H_d^{00} - \lambda_x M_s\right)$, $\lambda_x = -2\pi f(x\beta)$ для радиал. моды $m_x(\beta) = J_0(x\beta)$.

Гапфилд: H_{eff} $(H=0) = 4\pi M_s \cdot \left(\frac{\omega_0}{\omega_M}\right)^2$, $\left(\frac{\omega_0}{\omega_M}\right)^2 = \frac{1}{4\pi M_s}\left(H + H_d^{00} - \lambda_x M_s\right) = \frac{1}{4\pi M_s}\left(H_d^{00} - \lambda_x M_s\right)$

См. 18/VI: $\left(\frac{\omega_0}{\omega_M}\right)^2 = G_{01}(\beta, \underset{\text{или "x"}}{\gamma}) = \frac{1}{2}f(\beta\gamma) - H_{01}(\beta,\gamma) + H_k$, H_{01} – матрич. элемент $N_{yy}(\beta)$.

$H_{01} = -\frac{1}{4\pi M_s} H_d^{00} > 0$

Если $H_d^{00} \to H_d^y(\beta) = H_d(\beta)$ и все поле в ед. $4\pi M_s$,

то $\frac{\omega^2}{\omega_M^2} = H + H_d(\beta) + \frac{1}{2}f(\beta x)$ и СФ предполагается $m_x(\beta) = J_0(x\beta)$, $x = k\rho$ – радиальная компонента $\vec{k}$.

Взять $\vec{Oy}$: $H_i(\beta) = H + H_k + H_d^y(\beta)$,

$x(\beta) = \left[\left(\omega/\omega_M\right)^2 - H_i(\beta)\right]\frac{4}{\beta}$, $\frac{\omega^2}{\omega_M^2} = H_i(\beta) + \frac{1}{2}f(\beta x) \approx H_i(\beta) + \frac{1}{4}\beta x$

$2\int_0^{\beta_0} d\beta\, x(\beta) = \pi$, но $x(\beta)$ растет с β^4, а не падает.

Seagate
Business Diary

Date Notes

до Поэтому ρ_0 разумно выбрать из $H_i(\rho_0) = 0$

$2\int_0^{\rho_0} d\rho\, x(\rho) = \pi$ предельное (ω_0 или H_{res}=const) H_{res} или ω_0 = const.

$\left(\frac{\omega_0}{\omega_M}\right)^2 = \frac{1}{4\pi M_s} H_{eff}$ – closes gap field H_{eff} (когда $\omega_0 = 0$) и $\omega_0(H=0)$.

$\frac{\omega^2}{\gamma^2} = 4\pi M_s (H + H_{eff})$.

Нелепо. продолжить.

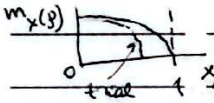
→ 1) Наверное в опр. $d_1(\beta, x)$ λ_x надо брать в пределе $\beta \to 0$, когда strong pinning $x(\beta \to 0) = d_{01}$, $J_0(d_{01}) = 0$.

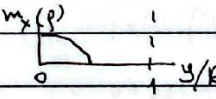
Тогда $d_1(\beta) = \frac{E(\beta) - f(\beta d_{01})}{D(\beta) - E(\beta)}$, $d_1(\beta \to 0) \to \infty$ должно.

$f(\beta d) \underset{\beta \to 0}{=} \frac{1}{2}\beta d$, $D(\beta) \sim O(\beta^2)$, $E(\beta) \sim O(\beta^2)$ оценки предел $\beta \to 0$.

Но $d_1(\beta) < 0$ все портит, приводя к $x > d_{01} = 2{,}40$.

→ 2) Такое большое x – плохо, оно соотв. локализации SW при $\rho \simeq 0$.





$H_{on}(\beta) = \left(-\frac{1}{4\pi M_s}\right) \frac{1}{A_{on}} \int d^2\vec{\rho}\, H_d^y(\rho,\varphi)\, m_{on}^2(\rho) \approx$

$\approx$ | если острый max при $\rho \equiv 0$, x – велико | $= \left(-\frac{1}{4\pi M_s}\right) H_d^y(\rho=0) = I_0(\beta, 0)$

См. 28/VI: $I_0(\beta, \rho=0) \cong \frac{1}{4}\beta$, $\beta \ll 1$.

Gap $\left(\frac{\omega_0}{\omega_M}\right)^2 = G_{01}(\beta, x) = \frac{1}{2} f(\beta x) - H_{01}(\beta) + H_k = \frac{1}{2}\frac{1}{2}\beta x - \frac{1}{4}\beta + H_k$

$G_{01}(\beta, x) = \frac{1}{4}\beta(x-1) + H_k$, $H_k \approx \frac{4\,Oe}{10{,}5\,kOe}$ очень мало $\approx 4 \cdot 10^{-4}$.

$x > 2.40$, т.е. freq. gap в/в будет $G_{01} > 0$

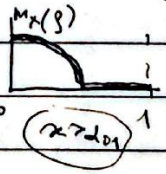
→ Тогда, кроме того с уменьш. R, локализация SW при $\rho \neq 0$

расчет $\frac{x - \text{расчет}}{\beta - \text{расчет}}$, gap $G(\beta, x) \sim \beta(x-1)$ расчет.

Но эксперимент дает: gap падает с уменьшением R, становясь < 0 (-11 Oe) для $R = 5\,\mu m$. ПРОТИВОРЕЧИЕ! (с experiment)

(Patwari в начале давал -8 Oe, а затем -11 Oe gap при $R = 5\,\mu m$).

→ Фактически здесь $m_x(\beta) = \begin{cases} J_0(x\rho), & J_0(x\rho) > 0 \\ 0, & J_0(x\rho) \le 0 \end{cases}$



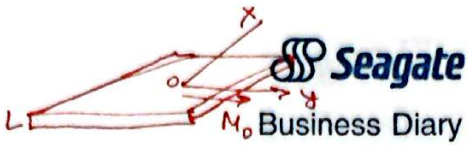
Escaneado con CamScanner

Seagate Business Diary

Date Notes

SW - rectangular (square) elements

$\vec{Oy} \parallel \vec{M_0}$



Две rectangular element ФГ усред. по z, z' (толщине)

$$g_{\substack{d\rho \\ (\vec{\rho},\vec{\rho}')}} = -\frac{1}{\pi}\int d^2\vec{k}\,\frac{k_x k_y}{k^2} f(kL)\, e^{i\vec{k}(\vec{\rho}-\vec{\rho}')}\;;\quad g_{zz}(\vec{\rho},\vec{\rho}') = -\frac{1}{\pi}\int d^2\vec{k}\,\frac{1-e^{-kL}}{kL}\, e^{i\vec{k}(\vec{\rho}-\vec{\rho}')}$$

$$g_{zz}(k_y; x, x') = \frac{4}{L}\left[K_0\left(k_y\sqrt{(x-x')^2+L^2}\right) - K_0\left(k_y|x-x'|\right)\right]$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} dk_x\,\frac{e^{-kL}}{\sqrt{k_x^2+k_y^2}}\cos k_x(x-x') = 2K_0\left[k_y\sqrt{(x-x')^2+L^2}\right]$$

$$g_{zz}(\vec{\rho},\vec{\rho}') = g_{zz}(\vec{\rho}-\vec{\rho}') = g_{zz}(x-x', y-y') = g_{zz}(\xi,\eta)\,,\quad \begin{matrix}\xi = x-x'\\ \eta = y-y'\end{matrix}$$

$$g_{zz}(\xi,\eta) = -\frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{\infty} dk_x\,dk_y\,\frac{1-e^{-kL}}{kL}e^{ik_x\xi}e^{ik_y\eta} = -\frac{1}{\pi}\int dk_y\cos k_y\eta\left[\int dk_x\,\frac{1-e^{-kL}}{kL}\cos k_x\xi\right] =$$

$$= -\frac{1}{\pi L}\int dk_y\cos k_y\eta\cdot 2\left[K_0(k_y|\xi|) - K_0\left(k_y\sqrt{\xi^2+L^2}\right)\right] = \frac{1}{2\pi}\int dk_y\cos k_y\eta\, g_{zz}(k_y,\xi)$$

$$g_{zz}(k_y,\xi) = \frac{4}{L}\left[K_0\left(k_y\sqrt{\xi^2+L^2}\right) - K_0(k_y|\xi|)\right]\,,\ k_y=0 \text{ соотв. SW-wires}$$

→ Две rectan. elements ($y \parallel \vec{M_0}$)

$$\lambda_x m_x(x,y) = \int dx'dy'\; g_{xx}(x-x', y-y')\, m_x(x',y')$$

По "y" ФР имеет вид $\cos\left(\frac{\pi y}{\ell}\cdot n\right) = \cos(q_n y)\,,\ q_n = \frac{\pi n}{\ell}$.

$$\lambda_x m_x(x)\cos(q_n y) = \int dx'dy'\; g_{xx}(x-x', y-y')\, m_x(x')\cos q_n y'\,,\ \text{умн. } \cos q_n y \text{ и } \int dy(\dots)$$

$$\lambda_x m_x(x)\int_{-\ell/2}^{\ell/2} dy\cos^2(q_n y) = \int dx'\left[\int dy\,dy'\; g_{xx}(\xi, y-y')\cos q_n y\cdot\cos q_n y'\right] m_x(x')$$

$$a_n = \int_{-\ell/2}^{\ell/2} dy\cos^2 q_n y\,,\ \to\ g_{xx}^n(\xi) = \frac{1}{a_n}\int dy\,dy'\; g_{xx}(\xi, y-y')\cos q_n y\cdot\cos q_n y'$$

$$\boxed{\lambda_x^n m_x(x) = \int dx'\, g_{xx}^n(x-x')\, m_x(x')}\,,\quad \lambda_x^n - \text{СЗ опер. } g_{xx}^n \text{ с } q_y = q_n.$$

$$\lambda_x m(x) = \int dx'\, g(x-x')\left[m(x) + m'(x)(x'-x)\right] = m(x)\int_{-w/2}^{w/2} dx'\, g(x-x') +$$

$$+ m'(x)\int dx'\, g(x-x')(x'-x) = \left|\begin{matrix}x'-x=\xi\\ dx'=d\xi\end{matrix}\right| = m(x)\int_{-\frac{w}{2}-x}^{w/2-x} d\xi\, g(\xi) + m'(x)\int_{-\frac{w}{2}-x}^{w/2-x} d\xi\,\xi\, g(\xi)$$

$$I_s(x) = \int_{-\frac{w}{2}-x}^{w/2-x} d\xi\,\xi^s\, g(\xi)$$

$$\lambda_x m(x) = I_0(x)m(x) + I_1(x)m'(x)$$

Ищем $x = -\frac{w}{2}$: $\lambda_x m\left(-\frac{w}{2}\right) = I_0\left(-\frac{w}{2}\right)m\left(-\frac{w}{2}\right) + I_1\left(-\frac{w}{2}\right)m'\left(-\frac{w}{2}\right) \Rightarrow \boxed{\frac{\partial m}{\partial x} + d_x m = 0}$

$$d_x = \left[I_0(-w/2) - \lambda_x\right]/I_1(-w/2)\,,\quad I_s(-w/2) = \int_0^w d\xi\,\xi^s\, g(\xi)\,,\quad p = \frac{L}{w} \ll 1$$

Для λ_x надо брать зависимость $\lambda_x(p\to 0) = -4\pi f(pq_L)\frac{q_x^2}{q^2}$, $q^2 = q_x^2+q_y^2$, когда pinning $\parallel Ox$ если strong $q_x^0 = \frac{\pi m}{w}$, ФР $m_x(x) = \cos(q_x^0 x)$.

Escaneado con CamScanner

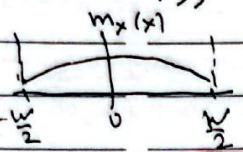
Mag. noise Seagate
Business Diary

Date Notes

9/IX — А. Ревей вычислил $S_{yy}(t)$ и показал, что они одинаковы при $\alpha_{LG} \ll 1$, где LLG и Safonov damping

Осталось найти $g(\xi) = g^n_{xx}(\xi)$.

$g_{xx}(\xi, y) = \frac{1}{2\pi}\int dk_y \cos k_y y \cdot g_{xx}(k_y, \xi)$, $g_{xx}(k_y, \xi) = \int dy\, g_{xx}(\xi, y)\cos k_y y$



$m_x'(-\frac{w}{2}) > 0$, $m_x(-\frac{w}{2}) > 0$, т.к. это pinning d_x'' & $\frac{\partial m_x}{\partial x} + d_x m_x\Big|_{-\frac{w}{2}} = 0$, $d_x < 0$.

Pinning $\perp Ox$ rectan. element

$$d_x(\beta) = \frac{[I_0(-w/2) - \lambda_x^0]}{I_1(-w/2)},$$

$I_s(-\frac{w}{2}) = \int_0^w d\xi\, \xi^s g(\xi)$, $\chi^2 = q_x^2 + q_y^2$,

$\lambda_x^0 = \lambda_x(\rho \to 0) = -4\pi f(\chi L)\frac{q_x^2}{\chi^2}$

И здесь $q_x = \frac{m\pi}{w}$ – strong pinning →

$I_s(-\frac{w}{2})$ – зависит от β через $g(\xi, \beta)$. $\lambda_x^0 \simeq -\frac{4\pi}{2}\rho\frac{q_x^2}{\chi}$.

$$g^n_{xx}(\xi) = \frac{1}{a_n}\int dy\, dy'\, g_{xx}(\xi, y-y')\cos q_n y \cdot \cos q_n y' = \left|\begin{matrix} y - y' = y \text{ или} \\ y' - y = y \\ dy' = dy \end{matrix}\right| =$$

$$= \frac{1}{a_n}\int_{-l/2}^{l/2} dy \int_{-l/2-y}^{l/2-y} dy\, g_{xx}(\xi, y)\cos q_n y \cdot \cos q_n(y+y) =$$

$$= \frac{1}{a_n}\int_{-l/2}^{l/2} dy \cos q_n y \cdot \int_{-l/2-y}^{l/2-y} dy\, g_{xx}(\xi, y)\left[\cos q_n y \cdot \cos q_n y - \sin q_n y \cdot \sin q_n y\right]$$

Надо найти $g_{xx}(k_y, \xi)$,

$$g_{xx}(\xi, y) = -\frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{\infty} d^2\vec{k}\, \frac{k_x^2}{k^2} f(kL)\, e^{ik_x\xi} e^{ik_y y} = -\frac{1}{\pi}\int dk_x dk_y \frac{k_x^2}{k^2} f(kL)\cos k_x\xi \cdot \cos k_y y$$

$$\int dk_x \frac{k_x^2}{k^2} f(kL)\cos k_x\xi = \int dk_x \left[1 - \frac{k_y^2}{k_x^2 + k_y^2}\right] f(kL)\cos k_x\xi$$

→ См. аналогичн. расчет 12/IV, 16/IV, там я считал

$G^{nn}_{xx}(y, y') = \int dx\, dx' \cos q_n x \cdot \cos q_n x' \cdot G_{xx}(xx'; yy')$ – матрич. элемент на $\cos q_n x$. С точн. до замены $x \rightleftarrows y$ это все равно, только мн. $\frac{k_x^2}{k^2}$ исчезнет. Там решалась задача о СФ $\mu_n(y)$, $Oy \parallel \vec{M_0}$ и использовалось ядро $K_0(q_x|y-y'|)$.

→ $\lambda_x^0 = \lambda_x(\rho \to 0) = -4\pi f(pq)\frac{q_x^2}{q_x^2 + q_y^2} = \left|q_y = \pi,\ q_x = \pi\right| = -2\pi f(pq)$

Seagate

Business Diary

Mag. noise

Date 9/IX Notes

Magnetic noise in GMR heads (CPP heads)

Модель – динам. восприимчивость SW в двухслойной пленке с углом, что слои ⇒ конечные rectangular elements. Учет межслойного обменного и магнитостат. взаимодействия.

F1 / F2 = spacer

Реально слои: CoFe, spacer – Ru. Pinned (F2) и "free" layer из одного материала.

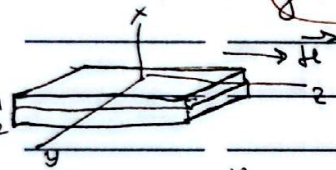
Два типа головок – GMR: 1) spin-valve (двухсл.) heads; 2) ML heads типа CPP – F/N/F/N...

Типичный CPP/GMR head stack (J. Zhu):

1) CoFe (1 nm)/Cu (1.8 nm) × 6
2) CoFe (nm)/Ru (nm)

ФММ'87 расчет двухсл. пленки (пределы тонких слоев здесь как раз и применимы)

если $\frac{1}{\gamma}\omega_1 = \left(H(H+4\pi m_+)\right)^{1/2}$, $\frac{\omega_2}{\gamma} = H_z - \varkappa' m_+$, $\varkappa' < 0$ – FM



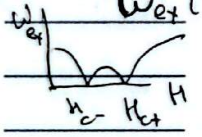
$F_{ex} = +\varkappa' \vec{m}_1 \vec{m}_2$, $\varkappa' = \varkappa / v_1 v_2$, $m_i = M_i v_i$, $v_i = \frac{d_i}{d_1 + d_2}$

$m_+ = M_1 v_1 + M_2 v_2 = |M_1 = M_2 = M_s| = M_s$. $\varkappa \sim \frac{J_{12}}{d}$ – interlayer exchange parameter

В случае интересного сейчас АФМ обмена ($\varkappa' > 0$)

Ситуация более сложная, т.к. есть крит. поля коллинеарных фаз $H_{c\pm}$.

$\omega_{ex}(H)$ для АФМ coupling есть немонотонная функция от H,



, причем (при ФПТ) $\omega_{ex}(H_{c\pm}) = 0$.

Без анизотропии $H_{c\pm} = \varkappa' m_\pm$, $\varkappa' M_s = H_{c+}$, $H_{c-} = \varkappa' m_- = \varkappa' (M_1 v_1 - M_2 v_2) = 0$, если слои одинаковы

$\varkappa' = \varkappa / v_1 v_2 = \frac{(1)}{v_1 v_2} \frac{A_s}{d}$ (A_s как в ФТТ'93), $d = d_1 + d_2$ – сум. толщина FM-слоев.

Definition $\varkappa' = \frac{J}{d}$, $J = -A_s / v_1 v_2$ – размерность "нм".

$\tilde{J} = J \cdot M_s^2$ будет иметь размерность см. $\frac{эрг}{см^3} = \frac{эрг}{см^2}$ и смысл плотности поверхн. обменной энергии.

$$H_{c+} = \frac{J}{d} M_s, \quad H_{c-} = \frac{J}{d}(v_1 - v_2) M_s = 0 \text{ для } v_1 = v_2.$$

Все же легче E_{ex} (поверхн.) $= -A_s M_1 M_2 = A_s M_s^2$, а "J" назвали в разные разы.

Наши ФТТ'91.

Seagate Business Diary

SW - double-layer film

Date 10/IX Notes

→ Письмо о square/cylinder-SW to Patwari.

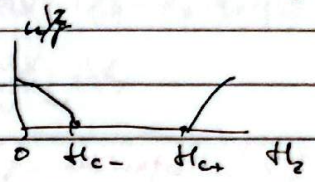
→ Исследование соб. частот двухслойной пленки.

Для АФМ обмена при фазы (θ_1, θ_2) — углов $\vec{M_1}, \vec{M_2}$ — слоев в плоскости пленки.

$\vec{M_1} \to$ $\vec{M_2} \leftarrow$ $(0,\pi)$ — УФ — $(0,0)$ $\Rightarrow$ $\frac{\omega_2}{\gamma} = |H_z - H_{c\pm}|$ для $(0,\pi)$, $(0,0)$ фаз.

$(0,\pi)$ - фаза, $H_z < H_{c-}$, $\frac{\omega_2}{\gamma} = H_{c-} - H_z$

$(0,0)$ - фаза, $H_z > H_{c+}$, $\frac{\omega_2}{\gamma} = H_z - H_{c+}$



УФ $H_{c-} < H_z < H_{c+}$ — $\omega_2(H)$ надо искать.

Это все на основе ФМИ'87, где $E_m = 2\pi(m_1^x + m_2^x)^2$ и рассм. только однородные (2-моды) ФМР моды (внеш. тонких слоев).

→ В ФТТ'93 магнитостатика иная (строже) учтена: $H_{dj}^z = -4\pi M_{zj}$, $\perp$ пленке, но затем рассмотрены non-uniform modes вдоль Oz (k_z).

ФТТ'93 решение для ФМР мод есть:

$$\Omega_1\Omega_2 = A_s\left[M_1 d_1 \Omega_1 + M_2 d_2 \Omega_2\right]/d_1 d_2, \quad \Omega_j = D_j k_{zj}^2$$

$$\Omega_j = \sqrt{(2\pi M_j)^2 + \left(\frac{\omega}{\gamma_j}\right)^2} - 2\pi M_j - H, \text{ для } \vec{H} \text{ в плоскости пленки.}$$

Для одинаковых слоев: $\Omega_1 = \Omega_2 = \Omega$, $M_1 = M_2 = M_s$

$$\Omega^2 = A_s M_s \Omega\left[d_1 + d_2\right]/d_1 d_2 = A_s M_s \Omega \frac{d}{d_1 d_2}, \quad A_s = \frac{d}{v_1 v_2}(-1)^{x'}$$

1-ое решение ав. $\Omega = 0$ (uniform mode), $(2\pi M_s + H)^2 = (2\pi M_s)^2 + \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2$,

→ $\left(\frac{\omega}{\gamma}_1\right)^2 = (2\pi M_s + H)^2 - (2\pi M_s)^2 = H(H + 4\pi M_s)$ — magnetostat. mode ω_1 — uniform mode.

2-ое решение $\Omega = \frac{A_s}{d} M_s \frac{1}{v_1 v_2} = -x' M_s$

$\Omega^2 = (x' M_s)^2$, $(2\pi M_s)^2 + \omega^2 + (2\pi M_s + H)^2 - 2(2\pi M_s + H)\sqrt{(\dots)} = (x' M_s)^2$

$\sqrt{(\dots)} = 2\pi M_s + H + x' M_s$

$(2\pi M_s)^2 + \omega^2 = (2\pi M_s)^2 + (H + x' M_s)^2 + 2 \cdot 2\pi M_s (H + x' M_s)$

→ $\frac{1}{\gamma^2}\omega_2^2 = (H + x' M_s)(H + x' M_s + 4\pi M_s)$, как SW-eq., но $Dk^2 \to x' M_s$.

ФМИ'87 (симметрия, магнитостат.): $\left(\frac{1}{\gamma}\omega_1\right)^2 = H(H + 4\pi M_s)$, $\frac{\omega_2}{\gamma} = H - x' M_s$

ФТТ'93 (предел $k_z d \ll 1$, две низ. моды): $\left(\frac{1}{\gamma}\omega_1\right)^2 = H(H + 4\pi M_s)$, $\left(\frac{\omega_2}{\gamma}\right)^2 = (H - x' M_s)(H - x' M_s + 4\pi M_s)$

Различие в форме ω_2 обменной моды, и - за разного учета магнитостатики.

$Dk^2 \to -x' M_s$ хорошо для ФМ обмена ($x' < 0, A_s > 0$), для АФМ ($x' > 0$) - это surface mode.

Escaneado con CamScanner

Seagate

Business Diary

Date Notes → Семинар о mag. recording на CoPt, FePt многослойных дисках с ⊥ анизотропией by J. Moritz (France, Ph.D. Student, co-author of Diany).

Не смог ответить на мои вопросы:

1) какой тип дом. структуры в его дисках (circular domains?)
2) как вычисл. переход (размеры диска) single-domain ↔ multi-domain
3) какое dip. поле (~100-200 Oe) of interdot interaction и почему он им пренебрег.

SW-squares - Patwari

11/IX Вернемся к pinning в squares (exp. Crawford - Patwari) на основе инт. ур. - ФГ подхода 8/IX.

Надо найти $G^n_{xx}(\xi) = \frac{1}{a_n}\int dy\,dy'\cos q_n y\cdot\cos q_n y'\,G_{xx}(\xi, y-y')$ —

— матрич. элемент $G_{xx}(\vec{q}_i,\vec{q}_j)$ на СФ $\mu_n(y)=\cos q_n y$, $\xi = x-x'$, $y = y-y'$.

$$G^{nn}_{xx}(\xi) = \frac{1}{a_n}\int dy\,dy'\cos q_n y\cdot\cos q_n y'\left(-\frac{4}{\pi}\right)\int_0^\infty dk_x\int_0^\infty dk_y\, f(kL)\frac{k_x^2}{k^2}\cos k_x\xi\cdot\cos k_y(y-y') =$$

$$= \left|\int_{-w/2}^{w/2} dy\,dy'\cos q_n y\cdot\cos q_n y'\cos k_y(y-y') = \pi w\,\delta(k_y-q_n)\right| =$$

см. 16/IV, $w/L \gg 1$

$$= \frac{1}{a_n}\left(-\frac{4}{\pi}\right)\int_0^\infty dk_x\int_0^\infty dk_y\, f(kL)\frac{k_x^2}{k^2}\cos k_x\xi\cdot\pi w\,\delta(k_y-q_n) = \left(-\frac{4}{\pi}\right)\frac{\pi w}{a_n}\int_0^\infty dk_x\, f(kL)\frac{k_x^2}{k^2}\cos k_x\xi$$

$(k_y = q_n, n\neq 0)$

$$G^{nn}_{xx}(\xi) = \frac{(-4w)}{a_n}\int_0^\infty dk_x\, f(kL)\frac{k_x^2}{k^2}\cos(k_x\xi), \quad f(kL)\approx\frac{1}{2}kL$$ — здесь можно согласно 17/IV

где $G^{nn}_{xx}(y,y')$

$$G^{nn}_{xx}(\xi) = \frac{-2wL}{a_n}\int_0^\infty dk_x\, k\left[1-\frac{q_n^2}{k^2}\right]\cos k_x\xi, \quad k^2 = k_x^2+q_n^2,$$

Видно, что разложение $f(kL)=\frac{1}{2}kL$ не проходит.

$$\int_0^\infty dk_x\, f(kL)\frac{k_x^2}{k^2}\cos k_x\xi = \int dk_x\, f(kL)\left[1-\frac{q_n^2}{k^2}\right]\cos k_x\xi = \int_0^\infty dk_x\, f(kL)\cos k_x\xi -$$

$$-q_n^2\int_0^\infty dk_x\, f(kL)\frac{\cos k_x\xi}{k_x^2+q_n^2} = \frac{1}{2}\int_{-\infty}^\infty dk_x\left[1-\frac{(1-e^{-kL})}{kL}\right]\cos k_x\xi - q_n^2\frac{1}{2}L\int_0^\infty dk_x\frac{\cos k_x\xi}{\sqrt{k_x^2+q_n^2}}$$

$$\int_{-\infty}^\infty dk_x\cos k_x\xi = 2\pi\delta(\xi)$$

$$\int_0^\infty dk_x\frac{1}{k}\cos k_x\xi = \int_0^\infty dk_x\frac{\cos k_x\xi}{\sqrt{k_x^2+q_n^2}} = K_0(q_n|\xi|)$$

$$\int_0^\infty dk_x\frac{1}{k}e^{-kL} = \int dk_x\frac{e^{-\sqrt{k_x^2+q_n^2}L}}{\sqrt{k_x^2+q_n^2}}\cos k_x\xi = K_0\left(q_n\sqrt{L^2+\xi^2}\right)$$

Escaneado con CamScanner

Escaneado con CamScanner

SW-squares – ef. pinning

Seagate Business Diary

Date

Notes

а) ef. boundary conditions как в PRB-wires

б) реш. инт.-ур. для $m_n(x)$ и $G^{nn}_{xx}(xx')$

$$\int_0^\infty dk_x f(kL)\frac{k_x^2}{k^2}\cos k_x\zeta = \pi\delta(\zeta) - \frac{1}{L}\left[K_0(q_n|\zeta|) - K_0\left(q_n\sqrt{\zeta^2+L^2}\right)\right] -$$

$$-\frac{1}{2}q_n^2 L\, K_0(q_n|\zeta|)$$

$$a_n = \int_{-w/2}^{w/2} dy\cos^2(q_n y) = \frac{1}{2}\int dy\left[1+\cos 2q_n y\right] = \frac{1}{2}w + \frac{1}{2}(-)\sin 2q_n y\Big|_{-\frac{w}{2}}^{\frac{w}{2}} = \frac{1}{2}w$$

$q_n \neq 0$, $q_n = n\pi/w$.

$$G^{nn}_{xx}(\zeta) = \frac{(-4w)}{\frac{1}{2}w}\int_0^\infty dk_x f(kL)\frac{k_x^2}{k^2}\cos k_x\zeta = -4\pi\delta(\zeta) + \frac{4}{L}\left[K_0(q_n|\zeta|) - K_0\left(q_n\sqrt{\zeta^2+L^2}\right)\right] -$$

$(k_y = q_n)$

$$-\frac{1}{2}q_n^2 L\, K_0(q_n|\zeta|)\,(-4)$$

~~$G_{xx} + G_{yy} + G_{zz}(\rho,\rho') = -4\pi\delta(\vec{\rho}-\vec{\rho}')$~~

$$G_{xx}(\rho\rho') = -4\pi\delta(\rho-\rho') - G_{zz}(\rho,\rho') - G_{yy}(\rho\rho')$$ и будет наприм. ур. по $\cos q_n y$.

$$G^{nn}_{zz}(\zeta) = \frac{1}{a_n}\int dy\,dy'\cos q_n y\cdot\cos q_n y'\, G_{zz}(x-x', y-y')$$

$$G_{zz}(k_y, xx') = \frac{4}{L}\left[K_0\left(k_y\sqrt{L^2+\zeta^2}\right) - K_0(k_y|\zeta|)\right], \quad \zeta = x-x'$$

$$\boxed{G^{nn}_{xx}(\zeta) = -4\pi\delta(\zeta) + \frac{4}{L}\left[K_0(q_n|\zeta|) - K_0\left(q_n\sqrt{\zeta^2+L^2}\right)\right] + 2q_n^2 L\, K_0(q_n|\zeta|)}$$

~~Содержит $\delta(\zeta)$ при $1/w \to 0$~~ $-G_{zz}(\zeta)$ $\quad -G_{yy}(\zeta)$

~~В безразм. переменных $\zeta \to \zeta/w$, $L \to L/w = \rho$, $q_n = n\pi$.~~

$$G^{nn}_{xx}(\zeta) = -4\pi\delta(\zeta) + \frac{4}{\rho}\left[K_0(q_n|\zeta|) - K_0\left(q_n\sqrt{\zeta^2+\rho^2}\right)\right] + 2q_n^2\rho\, K_0(q_n|\zeta|), \quad q_n \neq 0$$

Инт. ур. для $m_x(x)$: (см. 8/IX)

$$\boxed{\lambda_x m_x(x) = \int_{-w/2}^{w/2} dx'\, G^{nn}_{xx}(x-x')\, m_x(x')}$$ и

~~далее для ур. условия $\parallel 0x$, $ox \perp \vec{H}$ в rectangul. / square dot.~~

а) Ef. Boundary Conditions

Для ef. pinning надо знать $I_0(-1/2)$, $I_1(-1/2)$, (см. 8/IX) $I_s(x) = \int_{-1/2-x}^{1/2-x} d\zeta\,\zeta^s G^{nn}_{xx}(\zeta)$

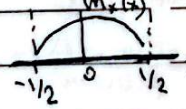
$$\to I_s(-1/2) = \int_0^1 d\zeta\,\zeta^s G^{nn}_{xx}(\zeta).$$ Предел $q_n \to 0$ соотв. SW-wires.

$I_0(\rho) < 0$ и растет, $I_1(\rho) > 0$. $\quad K_0(x) = -\ln x - \gamma + \ln 2 + O(x^2)$ при $x \to 0$.

В этом (~~$q_n \to 0$~~) пределе $G^{nn}_{xx}(\zeta) = -4\pi\delta(\zeta) + \frac{4}{\rho}\ln\frac{\sqrt{\zeta^2+\rho^2}}{|\zeta|} = -4\pi\delta(\zeta) + \frac{2}{\rho}\ln\frac{\zeta^2+\rho^2}{\zeta^2} =$

$= -4\pi\delta(\zeta) - G_{zz}(\zeta)$ предел. wires

Берем $q_n = \pi$, $n = 1$. $\quad \frac{\partial m}{\partial x} + d_x(\rho)\, m = 0$ при $x = -\frac{1}{2}$



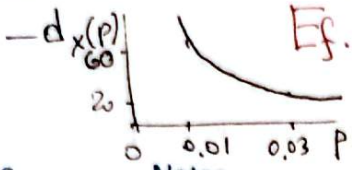
$d_x(\rho) < 0$ выходит численно, $\left.\frac{\partial m}{\partial x}\right|_{-\frac{1}{2}} = -d_x\, m(-1/2) > 0$ – верно.

Допустим $m(x) = \cos(\pi x\cdot\zeta)$, ζ – параметр of pinning как в MMM-SW задаче

$$\frac{\partial m}{\partial x} = -\sin(\pi x\zeta)\cdot\pi\zeta, \quad -\pi\zeta\cdot\sin(\pi x\zeta) + d_x\cos(\pi x\zeta) = 0$$

при $x = -\frac{1}{2}$, $\quad +\pi\zeta\cdot\sin\left(\frac{\pi}{2}\zeta\right) + d_x\cos\left(\frac{\pi}{2}\zeta\right) = 0 \to$ задает $\zeta(d_x)$.

Escaneado con CamScanner



Ef. pinning – Squares

– разумно

Seagate Business Diary

Date Notes

Было $\xi(1/50) = 0.944 \sim 29/\text{VIII}$

Получим pinning $\xi(p=\frac{1}{150}) = 0.977 = 0.98$ и $\xi(\frac{1}{50}) = 0.947 \approx 0.95$,

а это совпадает практически с расчетом $\xi(p)$ 29/VIII по формуле $\xi(p)$ – stripes.

И это неслучайно, так как для stripes $q_y = 0$, а для squares $q_y = \frac{\pi}{w}$.

Уточним расчет, ведь $\int_0^\infty dk_y \, f(kL) \frac{\cos k_y z}{k_x^2 + q_n^2}$ хорошо сходится и при $q_n \neq 0$.

$$F_x(\xi) = \int_0^\infty dk_x \, f(kL) \frac{\cos k_x z}{k_x^2 + q_n^2}, \quad k^2 = k_x^2 + q_n^2.$$

тогда в $G_{xx}^{nn}(\xi)$ член $2q_n^2 p K_0(q_n|z|)$ надо заменить на $4q_n^2 F_x(\xi, p)$.

$\lim_{p\to 0} F_x(\xi, p) = \frac{1}{2} p K_0(q_n|z|)$.

Такое уточнение не повлияло: $\xi(\frac{1}{150}) = 0.977$ и $\xi(\frac{1}{50}) = 0.946$.

• Конечно если в моду $\mu_n(y) = \cos(\frac{\pi n}{w} y)$ с $n=1$ брать более точную СФ, то результат изменится.

• Еще один источник неточности $\int_{-w/2}^{w/2} dy dy' \cos q_n y \cos q_n y' \cos k_y (y - y') = \pi w \, \delta(k_y - q_n)$

Это верно лишь при $p = \frac{L}{w} \to 0$.

Т.е. SW-теория при $p \to 0$ дает $\xi(\frac{1}{150}) = 0.977$ и $\xi(\frac{1}{50}) = 0.946$,

довольно хорошо совпадает с экспериментом. Из eq. boundary conditions:

5 μm → при $p = \frac{1}{50}$, $H_{eff}^{calc}(y=1, \xi=0.946) = 87.2$ Oe ≈ 87 Oe, $H_{eff}^{exp}(\frac{1}{50}) = 67$ Oe.

15 μm → при $p = \frac{1}{150}$ $H_{eff}^{calc}(y=1, \xi=0.977) = 37.4$ Oe ≈ 37 Oe, $H_{eff}^{exp}(\frac{1}{150}) = 43$ Oe.

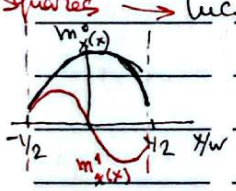
За счет изменения ξ как fitting параметр согласие с exp. можно улучшить, в теории это достигается за счет более точного расчета $G_{xx}^{nn}(\xi)_u$ $\mu_n(y)$, $m_x(x)$.

→ Приближенный путь: решить инт. ур. для $m_x(x)$ с ядром $G_{xx}^{nn}(\xi)$ и посмотреть на эф. pinning СФ $m_x(x)$ и зависимость от y (выбора $\mu_n(y)$).

Для squares сейчас $m_x(x,y) = m_x(x) \cdot \mu_n(y)$, $\mu_n(y)$ – пробная СФ, а $m_x(x)$ находится из эф. pinning при $x = \pm w/2$.

б) Инт. ур.

Squares → Численное решение инт. ур. $m_x(x) = \int_{-1/2}^{1/2} dx' \, G_{xx}^{nn}(x - x') m_x(x')$



СФ действительно похожи на $\cos(\pi n x)$, $\sin(\pi n x)$. Основная СФ $m_x^0(x) = \cos(\pi x \cdot \xi)$.

Pinning $\frac{m_x(1/2)}{m_x(0)} = \cos(\frac{\pi}{2}\xi)$ зависит от размера матрицы $N \times N$, исп. расчета.

Остановимся на $N = 500$, file SW-MasExperiment.mcd, зависимость от N – слабая.

1) $p = 0.02 = \frac{1}{50}$ дает $\frac{m_x(1/2)}{m_x(0)} = \cos(\frac{\pi}{2}\xi) = 9.41 \cdot 10^{-2}$; $\xi(\frac{1}{50}) = 0.940$. $N=500$. $N=400$ $\cos\frac{\pi\xi}{2} = 8.97 \cdot 10^{-2}$

2) $p = 1/150$ дает $\frac{m_x(1/2)}{m_x(0)} = \cos(\pi/2 \cdot \xi) = 2.05 \cdot 10^{-2}$; $\xi(\frac{1}{150}) = 0.987$ $N=200$

1 из инт. ур.

Seagate

Business Diary

Date Notes

Расчеты на основе λ_x не считаем, т.к. pinning ξ → дает эф. СФ $m_x^0(x) = \cos(\pi \frac{x}{w} \xi)$, для которой расчеты считались аналитически при $p \ll 1$.

$p = 1/150$ достаточно мало, а вот для $p = \frac{1}{50}$ — точность хуже.
(15 nm square) (5 nm square)

→ Решение инт. ур. с $G_{xx}^{nn}(\xi)$ дает для основ. моды и моды $\left(\frac{\omega_0}{\omega_M}\right)^2 \cdot 4\pi M_s = H_{eff}$

Из инт. ур.

1) $p = \frac{1}{50}$, $\xi(1/50) = 0.940$, $H_{eff}^{calc}(\eta=1, \xi=0.940) = 85{,}4 \approx 85$ Oe, $H_{eff}^{exp}(\frac{1}{50}) = 67$ Oe

2) $p = 1/150$, $\xi(1/150) = 0.987$, $H_{eff}^{calc}(\eta=1, \xi=0.987) = 38{,}4 \approx 38$ Oe, $H_{eff}^{exp}(\frac{1}{150}) = 43$ Oe

Для $p = 1/50$ – 5 nm square, H_{eff}^{calc} можно уменьшить, увеличивая η, т.е. увеличивая локализацию осн. SW моды вблизи центра дота.

~~Остановимся на этих ξ и η для MMM-Ratwari paper.~~
squares

Eff. pinning для **squares** вычислен довольно строго на основе инт. уравнения для $m_x(x)$ и на основе эф. гран. условий вдольОх.

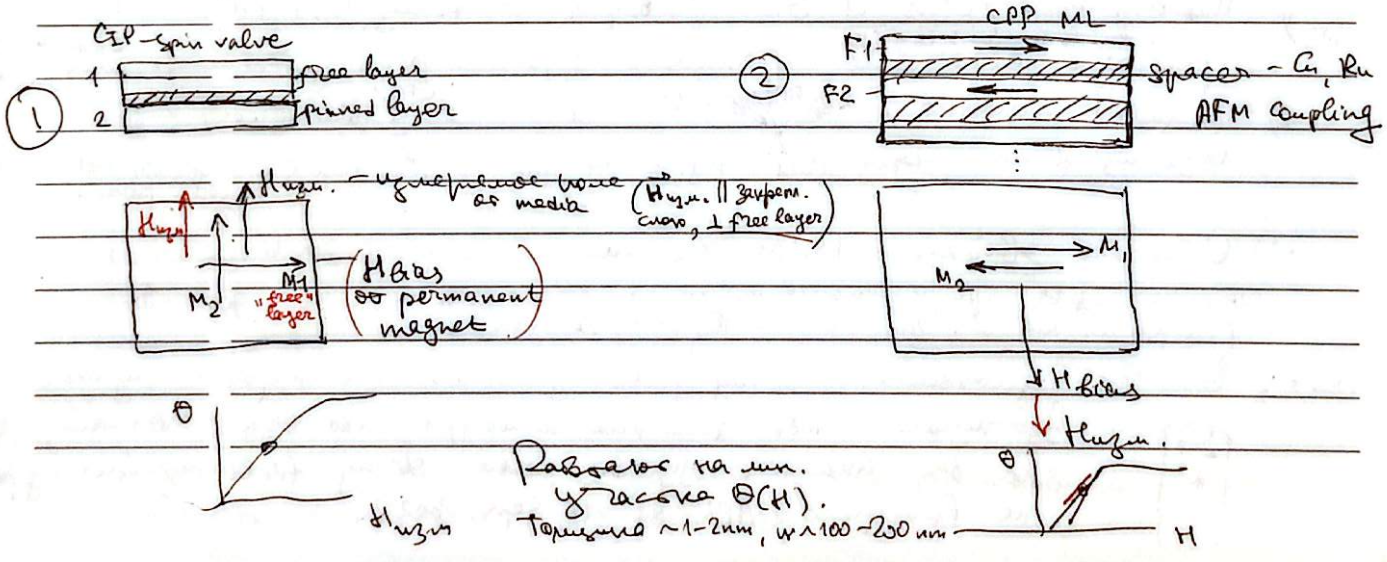
Mag. noise – SW

12/IX Вышел в школу. Подписал отказ от A. Immunization по ренге. Соображения.

Письмо участникам MMM – SW – Ratwari paper и беседа о pinning с Crawford.

→ Беседа о эксп. образцах (геометрии) головок с Heijden.

Два типа головок: 1) CIP spin-valves; 2) CPP ML с AFM coupling.
Все FM – FeCo.



Seagate

Business Diary

Date Notes

Vortex radial modes

Возвращаемся к описанию "pinning" для vortex radial modes от 21/VIII.

Для ρ - компоненты $\vec{m}$ имеем

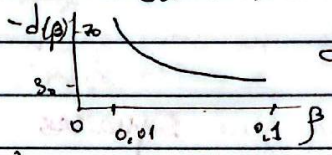
$$\lambda\mu(\rho) = \int_0^1 d\rho'\rho'\, G(\rho,\rho')\mu(\rho'), \quad G(\rho\rho') = \int dk\, k\, f(\beta k) J_0(k\rho) J_1(k\rho')$$

$$I_0(\rho) = \int_0^1 d\rho\rho' G(\rho,\rho'), \quad I_1(\rho) = \int_0^1 d\rho'\rho' G(\rho,\rho')(\rho'-\rho)$$

Ef pinning: $d = \dfrac{I_0(1) - f(\beta k_0)}{I_1(1)}$ k_0 корень $J_1(x)=0$, $d_{11} = 3.83$

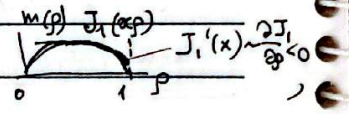
MCHD (Breath - Int - Eq.mcd) считает $I_0(1)$, $I_1(1)$ долго и с плохой точностью. Используем коорд. представление $g_{\rho\rho}(\rho\rho')$ от 4/IX

$$G(\rho\rho') = -\frac{1}{4\pi} g_{\rho\rho}(\rho,\rho').$$



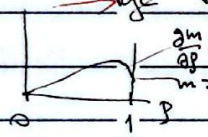
$f(\beta d_{1n})$ мало по сравнению с $I_0(1,\beta)$.

"d" из: $x J_1'(x) + d J_1(x) = 0$, $\dfrac{x J_1'(x)}{J_1(x)} = -d > 0$



т.е. надо $J_1(x) < 0$, $x > d_{11}$ (?)

→ Где то ошибка, т.к. должно быть $d > 0$ и $I_0(1)$, $I_1(1)$ одного знака,



проверить расчет.

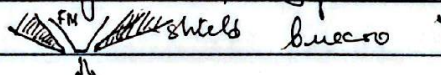
$\frac{\partial m}{\partial \beta}$, $m(\beta)$ разного знака при $\beta = 1$.

13/IX Визит с А. и Л. к декану.

Дискуссия с Khizroev:

grains decoupling

1) Имплантация ions of Ga приводит к тому, что ионы Ga сосредотачиваются в continious Co-film на границах зерен и резко уменьшают exch. coupling между зернами

2) Дизайн головки 

shield вместо приводит к резкому увеличению stray field, нужному для записи (проблема увеличения γ_{MS} головки, рекорд - Gte)

3) Описать эволюцию MFM картинки array of rectangular and circular dots при уменьшении их in-plane-size от 100 nm до ~ 10 nm (сверхплотная н. запись ~ 1 Tb/inch²) на основе M(π).

→ 4) Описать уменьшение stray field длинного цилиндра с целью



Это нужно, чтобы состояние цилиндра было single-domain, но без внешнего управл. поля stray field из цилиндра не выходило. (APL, 81, 16 Sept. 2002).

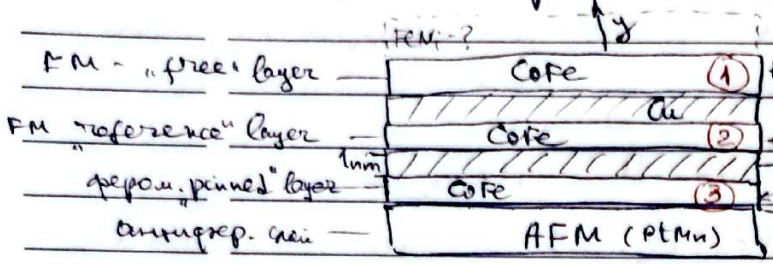
Escaneado con CamScanner

Seagate
Business Diary

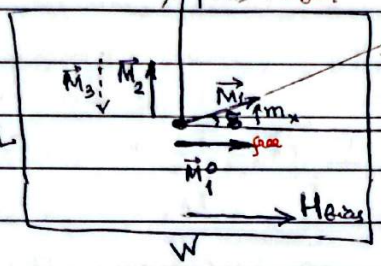
Notes

Mag. noise
(схема spin-valve sensor)

Схема spin-valve sensor (read GMR head). N. Smith JAP, 91, 7454 (2002)



$m_x \sim H_{изм}$ – это m. noise



Free layer:
$\vec{M}_1 = \vec{M}_1^0 + \vec{m}_1$, $\vec{m}_1 = (m_x, m_y, 0)$
m_x, m_y – SW components,
$\vec{m}_1(x,z)$, т.к. толщина „free" layer $\parallel$ оу мала.

$m_x = \langle m_x \rangle_V$ – по схеме измер. R.

$\cos\theta_{12} = \cos(\frac{\pi}{2} - \delta) = \cos\pi/2 \cdot \cos\delta + \sin\pi/2 \cdot \sin\delta \approx \delta + O(\delta^2)$, $\delta \approx \sin\delta = m_x$

$\theta_{12} = \hat{\vec{M}_1 \vec{M}_2}$. GMR: $R(\theta_{12}) = R_0 + \Delta R \cdot \cos\theta_{12} = R_0 + \Delta R \cdot m_x$

Измеряемое поле – $H_x = H_{изм}$.

Такая схема spin-valve сходится со схемой spin-valve, которую мне дал Heijden 12/IX.

→ Угол между $\vec{M}_1^0$ (free layer) и $\vec{M}_2^0$ (reference or pinned layer) есть $\pi/2$. Можно считать (по Smith), что $\vec{M}_2$ не флуктуирует. Сопр. R меряется во free layer (CIP схема).

Предполагается, что $H_{изм}^x \ll H_{bias}^z$. Какое поле применяется, чтобы измерить ω_0 – peaks of mag-noise. По Smith – H_{bias}^z – $\omega_0(H_z)$ – резонансная.

Меряется частота колебаний m_x, m_y только?

- а) Если рассм. колебания только $\vec{M}_1 = \vec{M}_1^0 + \vec{m}_1$ of free layer, то задача расчёта так-то – однослойная (но с поправ. exch. field $\vec{H}_{ex} \vee \vec{M}_2$). по перекрытое поле
- б) Если рассм. колебания и $\vec{M}_1$ и $\vec{M}_2$, и считать $\vec{M}_3$ – жестко закрепленной, то нельзя ли exch. coupling H_{ex}^{12} (может d_{Cu} – велика?). И тогда $H_{ex}^{23} \sim \vec{M}_3$ можно считать постоянным, действующим только на $\vec{M}_2$. Из-за H_{ex}^{23} задача отличается от стандарт. двухслойной для $\vec{M}_1, \vec{M}_2$.
- в) Можно рассм. трехслойную частотную задачу – колебания связанных $\vec{M}_1$, $\vec{M}_2$ и $\vec{M}_3$, причем $\vec{M}_3$ еще искусственно закреплена антиферромагнетиком ($H_{exch}^{AF-3} = const$).

Seagate

Business Diary

Date Notes

Многое зависит от d_{Cu}. Если она велика, то надо рассм. одномодовую задачу (а) для $\vec{M}_1$, т.к. H_{ex}^{12} и H_{dip}^{12} будут малы. Но (а) нужно рассм. шире, чем Smith и Safonov (рассм. мал. SW моды)

Задача (б) – двухслойная, но $H_{изм}$, H_{bias}, видимо, действуют только на $\vec{M}_1$, тогда как H_{ex}^{23} (H_d^{23}) действуют только на $\vec{M}_2$

→ Узнать: d_{Cu} ~ 2 нм есть ли H_k^{-1}? на что действуют $H_{изм}$ и H_{bias} (на весь stack или на M_1 только)?

→ Видимо двухсл. подход применим (в первом приближении) к CPP-ML head. Там damping есть и он AFM, поле $\vec{H}$ (H_{bias} и $H_{изм}$) приложено $\perp \vec{M}_{1,2}$ – возбуждая spin-flop transition, где $\omega(H) \to 0$. Можно $\vec{H}_{ex} \parallel \vec{M}_{1,2}$ – продолжить (как в Phys'87).

Если слоев в ML – много, то SW моды распадаются на моды 2-хслойной пленки (ячейки ML) и stack-моды (как в FTT-95), 2-х слойный подход ≈ оправдан для CPP-ML sensor (head).

16/IX Smith (JAP 90, 5768 (2001)) указывает, что damping в форме Bloch (или Safonov):

- 1) дает неверную форму стат. восприимчивости $\chi(\omega \to 0)$
- 2) противоречит эксп. Patton (JAP 46, 5002 (1975)), где LLG damping подтвержден для NiFe films.

R.M.Whole: $\frac{1}{\gamma}\frac{dm_z}{dt} = (\vec{M} \times \vec{H})_z - \frac{m_z}{T_1}$, $\frac{1}{\gamma}\frac{dm_{x,y}}{dt} = (\vec{M} \times \vec{H})_{x,y} - \frac{m_{x,y}}{T_2}$ – уравн. Блоха.

Transverse susceptibility $\chi_{xx}(\omega) = \chi'_{xx}(\omega) + i\chi''_{xx}(\omega)$

$$\chi'_{xx}(\omega \to 0) = \frac{1}{2}\gamma M_0 \left[\frac{\omega_0 - \omega}{(\omega_0-\omega)^2 + \frac{1}{T_2^2}} + \frac{\omega_0 + \omega}{(\omega+\omega_0)^2 + \frac{1}{T_2^2}}\right] = \frac{1}{2}\gamma M_0 \frac{2\omega_0}{\omega_0^2 + \frac{1}{T_2^2}} = \gamma M_0 \frac{\omega_0}{\omega_0^2 + \frac{1}{T_2^2}}$$

Кв. прибл. $\frac{1}{V}E_2 = \frac{1}{2}M_S\left[H_{xx} m_x^2 + H_{yy} m_y^2\right]$ ($m_{x,y}$ – фур. компоненты) дает $\chi_{xx}(\omega \to 0) = \frac{M_S}{H_{xx}}$, что отличается от Блоха (Сафонов) $\chi'_{xx}(\omega \to 0) = \gamma M_S \frac{\omega_0}{\omega_0^2 + \frac{1}{T_2^2}} = \gamma M_S \frac{\omega_0}{\omega_0^2 + \eta^2}$ даже если $\eta = \alpha_S \omega_0$, $\omega_0 = \gamma\sqrt{H_{xx} H_{yy}}$.

→ Тогда как LLG – damping (α_{LLG}) $\sim \omega \sim \frac{d\vec{M}}{dt}$ и в стат. восприимчивости входит не появляется.

Тензор. damping можно свести лишь только к $\eta = \alpha_S \omega$, а не $\eta = \alpha_S \omega_0$. (?) Сафонова

Seagate

Business Diary

Date Notes

Mag. noise in GMR heads (MSW modes)

→ Для spin-valve heads в однослойном приближении (a) можно записать частоты MSW для rectangular element. Для mag. noise особый интерес представляет нижняя мода, особенно если ее частота $\omega_1 < \omega_{кипения}$.

Согласно общему разложению частоты SW по $14/\overline{VI}$ для $p=\frac{L}{w} \ll 1$

$$\left(\frac{\omega_{mn}}{\omega_M}\right)^2 = \frac{\omega_{Hi}}{\omega_M}\left(\frac{\omega_{Hi}}{\omega_M}+1\right) + f(\varkappa L)\frac{q_x^2}{\varkappa^2} - \frac{\omega_{Hi}}{\omega_M} f(\varkappa L)\frac{q_y^2}{\varkappa^2},$$

$\varkappa^2 = q_x^2 + q_y^2$, $Oy \parallel \vec{M}_0$, $\omega_{Hi} = \omega_H - \omega_M H_{mn}$.

Тоже самое след. из Ef. Kittel-Slavin:

$$\left(\frac{\omega_{mn}}{\omega_M}\right)^2 = \omega_{Hi}\left[\omega_{Hi} + F_{mn}\right] = \omega_{Hi}(\omega_{Hi}+1) + f\frac{k_x^2}{k^2} - f\omega_{Hi}\frac{k_y^2}{k^2}, \text{ где } \frac{\omega_{Hi}}{\omega_M} \to \omega_{Hi}.$$

$\omega_1^2 = \omega_{Hi}(\omega_{Hi}+1)$ — ф. Киттеля с H_i, т.е. с учетом конечного N_{yy}.

Если использ. ф. Киттеля для ∞-пленки ($N_{yy}=0$), то ур. $14/\overline{VI}$

Соб. частоты MSW для rectangular element

$$\omega_{mn}^2 = \omega_\infty^2 - \omega_H\omega_M\left[2H_{mn} + f(\varkappa L)\frac{q_y^2}{\varkappa^2}\right] + \omega_M^2\left[f(\varkappa L)\frac{q_x^2}{\varkappa^2} - H_{mn}\right] + O(p^2)$$

$\omega_\infty^2 = \omega_H(\omega_H+\omega_M)$. $q_x \to q_m$, $q_y \to q_n$. H_{mn} — матрица эл. $N_{yy}(x,y)$, $H_{mn}>0$.

Отметим, что $G_{mn} = f(\varkappa L)\frac{q_x^2}{\varkappa^2} - H_{mn}$ — „gap" для rectangular (square),

для нижней моды $(\omega_H \to 0)$ $\left(\frac{\omega_1}{\omega_M}\right)^2 = G$ и $\omega_1^2 = \gamma^2 4\pi M_s H_{eff} \to H_{eff} = 4\pi M_s \cdot G$.

$\omega_{mn}^2 \ (H \ll 4\pi M_s) = \omega_M^2 G_{mn} + \omega_\infty^2$, т.е. $G_{mn}>0$ дает $\omega_{mn} > \omega_\infty$

Но $H \ll 4\pi M_s$ не есть хорошее приближение, т.к. экс. field-dependence проводится в H вплоть до 4 kOe, $4\pi M_s^{FeNi} = 10$ kOe, $4\pi M_s^{Co} \gtrsim 20$ kOe

Возр. при $\omega_H \omega_M$ в ω_{mn}^2 есть <0 и уменьшает рез. частоту. (В качестве cap-layer исп. FeNi, так как $4\pi M_s$ [illegible] должно быть небольшим)



Длина элемента ℓ, ширина w, $\ell \times w \approx 100 - 200$ nm, толщина $L \sim 1-2$ nm. $\vec{H}_{bias} = \vec{H} \parallel Oy$, $\vec{H}_{изм} \parallel Ox$.

$q_y = \frac{n\pi}{\ell} y = \frac{\pi}{\ell}$, $y=1$ с хорошей точн. до p^2. $q_x = \frac{m\pi}{w}\xi$, ξ — pinning parameter.

$m_{mn}(x,y) = \cos(q_x^m x)\cos(q_y^n y)$. $n=1$ — моды вдоль Oy при $y \approx 0$.

$f(\varkappa L) = f(\varkappa\ell p) \approx \frac{1}{2}\varkappa w p$, $\ell/w = u$, $\varkappa^2 = \left(\frac{\pi m\xi}{w}\right)^2 + \left(\frac{\pi n y}{\ell}\right)^2 = \left(\frac{\pi}{w}\right)^2\left[(m\xi)^2 + \frac{(ny)^2}{u^2}\right]$

$$\omega_{mn}^2 = \omega_\infty^2 - \omega_H\omega_M\left[2H_{mn} + \frac{1}{2}p\frac{q_y^2 w}{\varkappa}\right] + \omega_M^2\left[\frac{1}{2}p\frac{q_x^2 w}{\varkappa} - H_{mn}\right]$$

$$\frac{q_x^2 w}{\varkappa} = \frac{(\pi m\xi)^2}{\pi\sqrt{(m\xi)^2 + (ny)^2/u^2}} = \frac{m^2\xi^2}{\sqrt{m^2\xi^2 + (ny)^2/u^2}}, \quad \frac{q_y^2 w}{\varkappa} = \frac{1}{u^2}\frac{n^2 y^2}{\sqrt{(m\xi)^2 + (ny)^2/u^2}}$$

Escaneado con CamScanner

Seagate Business Diary

Date Notes

Осцил. формулировка $\left[\frac{d}{dt}+\gamma\right]c=-i\omega_0 c$, $c\sim S^+$, предполагает закачку M_z vs S_z, что у Зарман-Вертхам нас вообще.

Частота основной моды rectan. element, $m=1$, $n=1$ ($\eta^4=1$):

$$\omega_{11}^2=\omega_\infty^2-\omega_H\omega_M\left[2H_{11}+\frac{1}{2}p\frac{1}{u^2}\frac{y^2}{\sqrt{\xi^2+y^2/u^2}}\right]+\omega_M^2\left[\frac{p}{2}\frac{\xi^2}{\sqrt{\xi^2+y^2/u^2}}-H_{11}\right] \quad (*)$$

$y\gg 1$ и с хорошей точностью $y\approx 1$ (локализация при $y\approx 0$) и брал для описания "дар" $H\to 0$ для square ($u=l/w=1$).

$\to \omega_{11}=\omega_{11}(\xi,y,u,p)$ – функция геометрических u,p и pinning параметров ξ,η. В принципе $\xi,\eta=f(u,p)$ и могут быть рассчитаны

Problem is reduced to calculation of ξ,η (pinning parameters $\perp x$ и $\parallel y$)

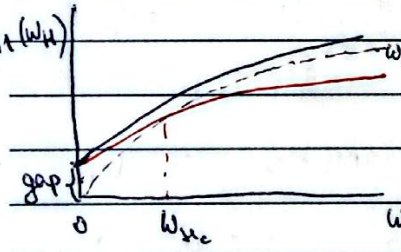
Для SW stripes:

$$\omega_n^2=\left[\omega_H+1+\frac{\lambda_n}{4\pi}\right]\left[\omega_H-\frac{\lambda_n}{4\pi}\right],\quad \lambda_n=-4\pi+\pi^2(2n+1)p$$

$$\omega_n^2=\left[\omega_H+\frac{\pi^2}{4\pi}(2n+1)p\right]\left[\omega_H+1-\underbrace{0(p)}_{\frac{\pi^2}{4\pi}(2n+1)p}\right]\approx\omega_\infty^2+\frac{\pi}{4}(2n+1)p,\ \omega_n>\omega_\infty \text{ и заметно.}$$

$\omega_{11}(u\to\infty)=\omega_\infty^2+\omega_M^2\frac{p}{2}\xi>\omega_\infty$, т.к. $\xi(p)\approx 0.9-1.0$.
$H_{11}\to 0$ при $p=\text{const}$

Предел $u\to 0$ ($l/w\to 0$, $\vec{M}_0\parallel oy$) брать не стоит, т.к. $\mu_n(y)$ уже не $\cos\left(\frac{\pi y_0}{l}\right)$, а возникает локализация при $y=\pm\frac{l}{2}$ (PRL'02).



Два типа зависимости частоты осц. моды от H (если дар $G>0$):
а) $\omega_{11}(H)>\omega_\infty(H)$ $\forall H$
б) $\omega_{11}(H)$ ~~сначала~~ $<\omega_\infty$ при $H>H_c$.

Видно из $\omega_{11}(\xi)(u)$, что уменьшение ξ – уменьшение ω_{11}.
При влиянии $y\gg 1$ сказать сложнее, надо считать численно.
В пределе $\xi=0$, $\eta=0$ $\omega_{11}^2=\omega_\infty^2-2\omega_H\omega_M H_{11}-\omega_M^2 H_{11}<\omega_\infty^2$ значительно.
Ef. pinning $\xi,\eta\neq 0$ увеличивает частоты SW и ω_{11}, в частности (кинетика).

Оценка: Поправка к ф. Киттеля $\omega_\infty^2=\omega_H(\omega_H+\omega_M)$ есть $\sim p\omega_M^2=p(30\,GHz)^2$ для NiFe
С углом $\omega_\infty\sim 10$ GHz, поправка $\sqrt{p}\omega_M\approx\sqrt{0{,}01}\cdot 30\,GHz\approx 3$ GHz не мала, даже для $p\approx 0{,}01$.

Типичные параметры элемента:
Saf. Bertr. (IEEE TM-Intermag'02): $l=200$ nm, $w=120$ nm, $L=4$ nm
(JAP, May'2002): $l=250$ nm, $w=180$ nm, $L=4$ nm
т.е. $u=\frac{l}{w}=\frac{5}{3}$ или $\frac{25}{18}\approx 1.5\div 1.7$. $p=\frac{4}{120}\approx 0.03$ или 0.02.

Escaneado con CamScanner

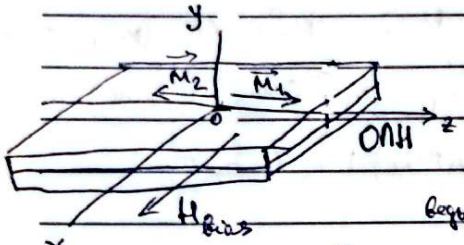
Seagate
Business Diary

CPP-ML head sensor (double-layer model for SW)

Date Notes

→ Двухслойная модель с AFM interlayer Coupling предлагается применима к ML-CPP sensor. Согласно Heijden-info от 12/IX $\vec{H}_{bias}$ и $\vec{H}_{изм}$ прикладываются $\perp \vec{M}_1, \vec{M}_2$. $\vec{H}$ в разных слоях из-за разных bias, shields etc могут быть, in general, разными.

Плот. энергии $\frac{1}{V}F(\theta_1,\theta_2) = -\vec{H}_1\vec{M}_1v_1 - \vec{H}_2\vec{M}_2v_2 - k_1(M_1^z)^2v_1 - k_2(M_2^z)^2v_2 + 2\pi(M_1^yv_1 + M_2^yv_2)^2 + x\vec{M}_1\vec{M}_2$, $x>0$ – AFM exch. coupling.



Введем ОЛН анизотропию в слоях $\parallel Oz$, $\vec{H}_{bias} \perp Oz$, $\vec{H}_б \parallel Ox$ в плоск. пленки.

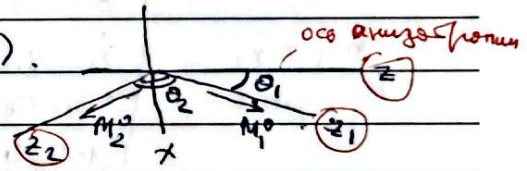
предел тонких слоев для магнитостатики ($L \approx 1\text{-}4$ mm)

$\vec{H}_б$ нужно оставить общего направления, ведь $\vec{H}_б \parallel Oz$ позволит воспроизвести результат FMM'87.

Вращение $\vec{M}_1, \vec{M}_2$ – однородно, имеем uniform SW-моды.

$F(\vec{M}_1, \vec{M}_2)$, $\vec{M}_1^0, \vec{M}_2^0$ лежат в плоскости.

$\vec{M}_1(t) = \vec{M}_1^0 + \vec{m}_1(t)$, $\vec{M}_2(t) = \vec{M}_2^0 + \vec{m}_2(t)$.



равновесное направление $\vec{M}_1^0 = M_1^0\hat{z}_1$, есть θ_1, $\vec{M}_2^0 = M_2^0\hat{z}_2$ – θ_2. (подсказывает в тексте)

$\begin{cases} M_j^z = M_j^{zj}\cos\theta_j - M_j^{xj}\sin\theta_j \\ M_j^{xj} = M_j^{zj}\sin\theta_j + M_j^{xj}\cos\theta_j \end{cases}$ x_jOz_j, $j=1,2$ – сист. координат с $\vec{M}_j^0 \parallel \hat{z}_j$.

Полар. угол $\vec{h}_1 = \vec{H}_1v_1$ – есть φ_1, угол. $\vec{h}_2 = \vec{H}_2v_2$ – есть φ_2 (в плоск. пленки)

$$\frac{1}{V}F(\vec{M}_1,\vec{M}_2) = -\vec{h}_1\vec{M}_1 - \vec{h}_2\vec{M}_2 - k_1v_1(M_1^z)^2 - k_2v_2(M_2^z)^2 + 2\pi(M_1^yv_1 + M_2^yv_2)^2 + x\vec{M}_1\vec{M}_2$$

$\frac{1}{\gamma}\frac{d\vec{m}_1}{dt} = \vec{M}_1 \times \vec{H}_{ef}^{(1)}$, $H_{ef}^{(1)} = -\frac{1}{V}\frac{\partial F}{\partial \vec{M}_1}$, $\frac{1}{\gamma}\frac{d\vec{M}_2}{dt} = \vec{M}_2 \times H_{ef}^{(2)}$, $H_{ef}^{(2)} = -\frac{1}{V}\frac{\partial F}{\partial \vec{M}_2}$

$(M_1^z)^2 = (\vec{M}_1\hat{z})^2$, $\frac{\partial}{\partial \vec{m}_1}(\vec{M}_1\hat{z})^2 = 2(\vec{M}_1\hat{z})\hat{z}$.

$\begin{cases} \vec{H}_{ef}^{(1)} = \vec{h}_1 + v_1k_1 2(\vec{M}_1\hat{z})\hat{z} + 4\pi(M_1^yv_1 + M_2^yv_2)v_1\hat{y} - x\vec{M}_2 \\ \vec{H}_{ef}^{(2)} = \vec{h}_2 + 2k_2v_2(\vec{M}_2\hat{z})\hat{z} + 4\pi(M_1^yv_1 + M_2^yv_2)v_2\hat{y} - x\vec{M}_1 \end{cases}$

здесь и дальше "–x", т.е. надо $x \to -x$

Нужно ввести в $H_{ef}^{(1,2)}$ стат. и динамические компоненты.

$M_{1,2}^y = m_{1,2}^y$ – динамические, т.к. $(M_j^y)^0 = 0$. $M_1^{x_1} = m_{x1}$ – динамические.

$(\vec{M}_1\cdot\hat{z})\hat{z} = (M_1^{z1}\cos\theta_1 - m_{x1}\sin\theta_1)(\hat{z}_1\cos\theta_1 - \hat{x}_1\sin\theta_1) = M_1^{z1}\cos\theta_1(\hat{z}_1\cos\theta_1 - \hat{x}_1\sin\theta_1) - m_{x1}\sin\theta_1(\hat{z}_1\cos\theta_1 - \hat{x}_1\sin\theta_1)$

Escaneado con CamScanner

Seagate Business Diary

Date Notes

$$0 = \vec{M}_1^0 \times \vec{H}_{ef}^{(1)} = \begin{vmatrix} \hat{x}_1 & \hat{y}_1 & \hat{z}_1 \\ 0 & 0 & M_1 \\ H_{ef}^{0x1} & 0 & H_{ef}^{0z1} \end{vmatrix} = \hat{y}_1 M_1 H_{ef}^{0x1}$$

$$\vec{M}_1 \times \vec{H}_{ef}^{(1)} = (\vec{M}_1^0 + \vec{m}_1) \times (\vec{H}_{ef}^{0(1)} + \tilde{h}_{ef}^{(1)}) = \vec{m}_1 \times \vec{H}_{ef}^{0(1)} + \vec{M}_1^0 \times \tilde{h}_{ef}^{(1)}$$

$$\vec{H}_{ef}^{(1)} = \vec{h}_1 + M_1 \cos\theta_1 (\hat{z}_1 \cos\theta_1 - \hat{x}_1 \sin\theta_1) \cdot 2v_1 k_1 + \varkappa \vec{M}_2^0 +$$

$$+ \underbrace{2k_1 v_1 (-1) m_{x1} \sin\theta_1 (\hat{z}_1 \cos\theta_1 - \hat{x}_1 \sin\theta_1) + 4\pi v_1 \hat{y} (m_1^y v_1 + m_2^y v_2) + \varkappa \vec{m}_2}_{\tilde{h}_{ef}^{(1)}}$$

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{m}_1}{dt} = \vec{M}_1 \times \vec{H}_{ef}^{(1)} = \vec{m}_1 \times \left[\vec{h}_1 + 2k_1 v_1 M_1 \cos\theta_1 (\hat{z}_1 \cos\theta_1 - \hat{x}_1 \sin\theta_1) + \varkappa \vec{M}_2^0 \right] +$$

$$+ \vec{M}_1^0 \times \left[-2k_1 v_1 m_{x1} \sin\theta_1 (\hat{z}_1 \cos\theta_1 - \hat{x}_1 \sin\theta_1) + 4\pi v_1 \hat{y} (m_1^y v_1 + m_2^y v_2) + \varkappa \vec{m}_2 \right]$$

$\vec{m}_1 = (m_{x1}, m_{y1}, 0) \perp \vec{M}_1^0$, $M_1^{z1} = M_1 = M_{S1}$. $\vec{M}_1^0 \parallel oz_1$, $|\vec{M}_1^0| = M_{S1}$.

Проверка связи с k_1. $2k_1 M_1 = H_{a1}$. $\vec{h}_1 = h_1 (\cos\varphi_1, 0, \sin\varphi_1) = (h_{x1}, 0, h_{z1})$

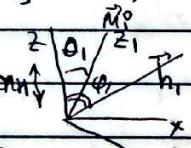
$$\vec{m}_1 \times \vec{h}_1 = \begin{vmatrix} \hat{x}_1 & \hat{y}_1 & \hat{z}_1 \\ m_{x1} & m_{y1} & 0 \\ h_{x1} & 0 & h_{z1} \end{vmatrix} = \hat{x}_1 m_{y1} h_{z1} + \hat{y}_1 (-h_{z1} m_{x1}) + \hat{z}_1 (-h_{x1} m_{y1})$$

$$\vec{m}_1 \times \hat{z}_1 = \begin{vmatrix} \hat{x}_1 & \hat{y}_1 & \hat{z}_1 \\ m_{x1} & m_{y1} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} = \hat{x}_1 m_{y1} - \hat{y}_1 m_{x1}$$

$$\vec{m}_1 \times \hat{x}_1 = \begin{vmatrix} \hat{x}_1 & \hat{y}_1 & \hat{z}_1 \\ m_{x1} & m_{y1} & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{vmatrix} = -\hat{z}_1 m_{y1}, \quad \vec{M}_1^0 \times \hat{x}_1 = \begin{vmatrix} \hat{x}_1 & \hat{y}_1 & \hat{z}_1 \\ 0 & 0 & M_1 \\ 1 & 0 & 0 \end{vmatrix} = \hat{y}_1 M_1$$

Дано $\vec{M}_1^0 \times \vec{H}_{ef}^{0(1)} = 0$ надо $H_{ef}^{0x1} = 0$, $h_1^{x1} + M_1 \cos\theta_1 (-\sin\theta_1) 2v_1 k_1 = 0$,

$h_1^{x1} = H_{a1} v_1 \cos\theta_1 \sin\theta_1$,



$h_1^{x1} = h_1 \sin(\varphi_1 - \theta_1)$

$h_1^{z1} = h_1 \cos(\varphi_1 - \theta_1)$

$H_1 \sin(\varphi_1 - \theta_1) = \frac{1}{2} H_{a1} \sin 2\theta_1$ — ориг. ур-е равновесия.

Без намагниченности и exch. coupling:

$$\gamma \frac{d\vec{m}_1}{dt} = \hat{x}_1 m_{y1} h_{z1} - \hat{y}_1 h_{z1} m_{x1} - \hat{z}_1 h_{x1} m_{y1} + H_{a1} v_1 \underbrace{\cos\theta_1}_{\times \cos\theta_1} \left[\cos\theta_1 (\hat{x}_1 m_{y1} - \hat{y}_1 m_{x1}) + \right.$$

$$\left. + \sin\theta_1 \hat{z}_1 m_{y1} \right] + H_{a1} v_1 m_{x1} \sin^2\theta \cdot \hat{y}_1 = \hat{x}_1 \left[m_{y1} h_{z1} + H_{a1} v_1 m_{y1} \cos^2\theta_1 \right] +$$

$$+ \hat{y}_1 \left[-h_{z1} m_{x1} - H_{a1} v_1 m_{x1} \cos^2\theta_1 + H_{a1} v_1 m_{x1} \sin^2\theta_1 \right] +$$

$$+ \hat{z}_1 \left[-h_{x1} m_{y1} + H_{a1} v_1 \cos\theta_1 \sin\theta_1 m_{y1} \right]$$

$= 0$ в силу ур. равновесия

Escaneado con CamScanner

Seagate
Business Diary

Date Notes

$$\frac{1}{\gamma}\frac{d\vec{m}_1}{dt} = \hat{x}_1 m_{y_1}\left[h_{z1} + Ha_1 v_1 \cos^2\theta_1\right] + \hat{y}_1 m_{x1}\left[-h_{z1} - Ha_1 v_1 \cos 2\theta_1\right]$$

$$\begin{cases} i\frac{\omega}{\gamma} m_+^{x1} = m_{y_1}\left[h_{z1} + Ha_1 v_1 \cos^2\theta_1\right] \\ i\frac{\omega}{\gamma} m_1^{y1} = -m_{x1}\left[h_{z1} + Ha_1 v_1 \cos 2\theta_1\right] \end{cases} \quad \begin{pmatrix} i\frac{\omega}{\gamma} & -h_{z1} - Ha_1 v_1 \cos^2\theta_1 \\ h_{z1} + Ha_1 v_1 \cos 2\theta_1 & i\frac{\omega}{\gamma} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_{x1} \\ m_{y1} \end{pmatrix} = 0$$

$$-\frac{\omega^2}{\gamma^2} + \left[h_{z1} + Ha_1 v_1 \cos^2\theta_1\right]\left[h_{z1} + Ha_1 v_1 \cos 2\theta_1\right] = 0, \quad h_{z1} = h_1 \cos(\varphi_1 - \theta_1)$$

Верное ур-е для ФМР в наклонном поле. Форма будет Сандера при $v_1 = 1$.

Включим обмен - $\varkappa$ и магнитостатику.

$$\varkappa \vec{m}_1 \times \vec{M}_2^{\circ} = \varkappa \begin{vmatrix} \hat{x}_1 & \hat{y}_1 & \hat{z}_1 \\ m_{x1} & m_{y1} & 0 \\ M_2^{x1} & 0 & M_2^{z1} \end{vmatrix} = \varkappa \hat{x}_1 m_{y_1} M_2^{z1} + \varkappa \hat{y}_1 (-m_{x1} M_2^{z1}) + \hat{z}_1 \varkappa (-m_{y1} M_2^{x1})$$

$$\vec{M}_1^{\circ} \times \hat{y} = \begin{vmatrix} \hat{x}_1 & \hat{y} & \hat{z}_1 \\ 0 & 0 & M_1 \\ 0 & 1 & 0 \end{vmatrix} = \hat{x}_1 M_1, \quad \vec{M}_1^{\circ} \times \vec{m}_1 = \begin{vmatrix} \hat{x}_1 & \hat{y}_1 & \hat{z}_1 \\ 0 & 0 & M_1 \\ m_{x1} & m_{y1} & 0 \end{vmatrix} = \hat{y}_1 M_1 m_{x1} - \hat{x}_1 M_1 m_{y1}$$

$$\frac{1}{\gamma}\frac{d\vec{m}_1}{dt} = \left(\begin{matrix}\text{члены без } \varkappa \\ \text{и магнитостатики}\end{matrix}\right) + \varkappa m_{y_1} M_2^{z1} \hat{x}_1 - \varkappa m_{x1} M_2^{z1} \hat{y}_1 - \varkappa m_{y_1} M_2^{x1} \hat{z}_1 +$$

$$+ 4\pi v_1 (m_1^y v_1 + m_2^y v_2) M_1 \hat{x}_1 + \varkappa M_1 m_2^{x1} \hat{y} - \varkappa M_1 m_2^{y1} \hat{x}_1 =$$

$$= \hat{x}_1 \left[m_{y_1} h_{z1} + Ha_1 v_1 m_{y_1} \cos^2\theta_1 + \varkappa m_{y_1} M_2^{z1} - \varkappa M_1 m_2^{y1} + 4\pi v_1 M_1 (m_1^y v_1 + m_2^y v_2) \right] +$$

$$+ \hat{y}_1 \left[-h_{z1} m_{x1} - Ha_1 v_1 m_{x1} \cos 2\theta_1 - \varkappa m_{x1} M_2^{z1} + \varkappa M_1 m_2^{x1} \right] +$$

$$+ \hat{z}_1 \left[-h_{x1} m_{y1} + Ha_1 v_1 \cos\theta_1 \sin\theta_1 m_{y1} - \varkappa m_{y_1} M_2^{x1} \right]$$

"0 даст ур-е равновесия

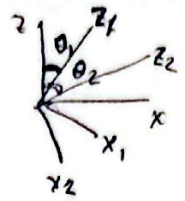
$$-h_{x1} + Ha_1 v_1 \cos\theta_1 \sin\theta_1 - \varkappa M_2^{x1} = 0 \quad \text{или} \quad H_{ef}^{x1} = 0.$$

$$\begin{cases} \frac{1}{\gamma}\frac{dm_{x1}}{dt} = m_{y1}\left\{h_{z1} + Ha_1 v_1 \cos^2\theta_1 + \varkappa M_2^{z1} + 4\pi v_1^2 M_1\right\} + m_2^{y1}\left\{-\varkappa M_1 + 4\pi M_1 v_1 v_2\right\} \\ \frac{1}{\gamma}\frac{dm_{y1}}{dt} = -m_{x1}\left\{h_{z1} + Ha_1 v_1 \cos 2\theta_1 + \varkappa M_2^{z1}\right\} + m_2^{x1} \varkappa M_1 \end{cases}$$

и аналогичная пара УД для m_{x2}, m_{y2} ($1 \rightleftarrows 2$).

$m_2^{y1} = m_2^y$ - ось Oy общая. С m_2^{x1} - сложнее.

Escaneado con CamScanner



m_2^{x1} нужно выразить через $m_2^{x2} = m_{x2}$ и $m_2^{y2} = m_2^y$ в Собствен. $x_2 y_2 z_2$ системе координат $\vec{M}_2$, где $Oz_2 \parallel \vec{M}_2^0$.

$$m_2^{x1} = \vec{m}_2 \cdot \hat{x}_1 = (m_{x2}\hat{x}_2 + m_{y2}\hat{y}) \cdot \hat{x}_1 = m_{x2}\hat{x}_2 \cdot \hat{x}_1 = m_{x2}\cos(\theta_1 - \theta_2)$$

$$m_1^{x2} = \vec{m}_1 \cdot \vec{x}_2 = (m_{x1}\hat{x}_1 + m_{y1}\hat{y}) \cdot \hat{x}_2 = m_{x1}\hat{x}_1 \cdot \hat{x}_2 = m_{x1}\cos(\theta_1 - \theta_2)$$

	m_{x1}	m_{y1}	m_{x2}	m_{y2}
m_{x1}	$-\frac{i\omega}{\gamma}$	$\{h_{z1} + H a_1 v_1 \cos^2\theta_1 + \dots\}$	0	$\{-\varkappa M_1 + 4\pi M_1 v_1 v_2\}$
m_{y1}	$-\{h_{z1} + H a_1 v_1 \cos 2\theta_1 + \varkappa M_2^{0z1}\}$	$-\frac{i\omega}{\gamma}$	$\cos(\theta_1 - \theta_2)\varkappa M_1$	0
m_{x2}	0	$\{-\varkappa M_2 + 4\pi M_2 v_1 v_2\}$	$-\frac{i\omega}{\gamma}$	$\{h_{z2} + H a_2 v_2 \cos^2\theta_2 + \dots\}$
m_{y2}	$\cos(\theta_1 - \theta_2)\varkappa M_2$	0	$-\{h_{z2} + H a_2 v_2 \cos 2\theta_2 + \varkappa M_1^{0z2}\}$	$-\frac{i\omega}{\gamma}$

$\det R = 0$ даёт спектр ФМР пленки 2-х слойной пленки.

$$\det R = -\frac{i\omega}{\gamma}\begin{vmatrix} -\frac{i\omega}{\gamma} & \varkappa M_1 \cos\gamma & 0 \\ (4\pi v_1 v_2 - \varkappa) M_2 & -\frac{i\omega}{\gamma} & \{h_{z2} + H a_2 v_2 \cos^2\theta_2 + \dots\} \\ 0 & -\{h_{z2} + H a_2 v_2 \cos 2\theta_2 + \varkappa M_1^{0z2}\} & -\frac{i\omega}{\gamma} \end{vmatrix} +$$

$$+ (-1)\{h_{z1} + H a_1 v_1 \cos^2\theta_1 + \dots\}\begin{vmatrix} -\frac{i\omega}{\gamma} & 0 & \{4\pi v_1 v_2 \\ -\{h_{z1} + H a_1 v_1 \cos 2\theta_1 + \dots\} & \cos\gamma \cdot \varkappa M_1 & 0 \\ 0 & -\frac{i\omega}{\gamma} & \{h_{z2} + H a_2 v_2 \cos^2\theta_2 + \dots\} \\ \varkappa M_2 \cos\gamma & -\{h_{z2} + H a_2 v_2 \cos 2\theta_2 + \dots\} & -\frac{i\omega}{\gamma} \end{vmatrix} +$$

$$+ (-1) M_1 (4\pi v_1 v_2 - \varkappa)\begin{vmatrix} -\{h_{z1} + H a_1 v_1 \cos 2\theta_1 + \dots\} & -\frac{i\omega}{\gamma} & \cos\gamma \cdot \varkappa M_1 \\ 0 & M_2(4\pi v_1 v_2 - \varkappa) & -i\omega/\gamma \\ \cos\gamma \cdot \varkappa M_2 & 0 & -\{h_{z2} + H a_2 v_2 \cos 2\theta_2 + \dots\} \end{vmatrix} =$$

$$= -i\omega\Big[i\omega^3 + i\omega \varkappa M_1 \cos\gamma M_2 (4\pi v_1 v_2 - \varkappa) - i\omega\{h_{z2} + H a_2 v_2 \cos^2\theta_2 + \dots\}\{h_{z2} + H a_2 v_2 \cos 2\theta_2 + \dots\} -$$

$$- (h_{z1} + H a_1 v_1 \cos^2\theta_1 + \dots)\Big[\omega^2 \{h_{z1} + H a_1 v_1 \cos 2\theta_1 + \dots\} + \varkappa^2 M_1 M_2 \cos^2\gamma \{h_{z2} + H a_2 v_2 \cos^2\theta_2 + \dots\} -$$

$$- \{h_{z1} + H a_1 v_1 \cos 2\theta_1 + \dots\}\{h_{z2} + H a_2 v_2 \cos 2\theta_2 + \dots\}\{h_{z2} + \cos^2\theta_2 \dots\}\Big] -$$

Escaneado con CamScanner

Приготовление программа на Perp. Review.

Seagate Business Diary

Discussion of M. noise/damping with Andreas and Oleg.

Date 17/IX

Notes

$$-M_1(4\pi v_1 v_2 - x)\Big[M_2(4\pi v_1 v_2 - x)\{h_{z1} + Ha_1 v_1 \cos 2\theta_1 + \dots\}\{h_{z2} + Ha_2 v_2 \cos 2\theta_2 + \dots\} +$$

$$+ (-1)\omega^2 \cos\gamma \cdot x M_2 - \cos^2\gamma \cdot x^2 M_1 M_2^2 (4\pi v_1 v_2 - x)\Big]$$

$$\det R(\omega) = \omega^4 + A\omega^2 + B$$

$$A = x M_1 M_2 \cos\gamma (4\pi v_1 v_2 - x) - (h_{z2} + Ha_2 v_2 \cos^2\theta_2 + \dots)(h_{z2} + Ha_2 v_2 \cos 2\theta_2 + \dots) -$$
$$- (h_{z1} + Ha_1 v_1 \cos^2\theta_1)(h_{z1} + Ha_1 v_1 \cos 2\theta_1 + \dots) + M_1(4\pi v_1 v_2 - x)\cos\gamma \cdot x M_2$$

$$A = -(h_{z1} + Ha_1 v_1 \cos^2\theta_1 + x M_2^{z1} + 4\pi v_1^2 M_1)(h_{z1} + Ha_1 v_1 \cos 2\theta_1 + x M_2^{z1}) -$$
$$- (h_{z2} + Ha_2 v_2 \cos^2\theta_2 + x M_1^{z2} + 4\pi v_2^2 M_2)(h_{z2} + Ha_2 v_2 \cos 2\theta_2 + x M_1^{z2}) +$$
$$+ 2x(4\pi v_1 v_2 - x)\cos\gamma M_1 M_2$$

$$B = -x^2 M_1 M_2 \cos^2\gamma (h_{z1} + Ha_1 v_1 \cos^2\theta_1 + \dots)(h_{z2} + Ha_2 v_2 \cos^2\theta_2 + \dots) +$$
$$+ (\cos^2\theta_1)(\cos 2\theta_1)(\cos^2\theta_2)(\cos 2\theta_2) - M_1 M_2 (4\pi v_1 v_2 - x)^2 (\cos 2\theta_1)(\cos 2\theta_2) +$$
$$+ \cos^2\gamma \cdot x^2 M_1^2 M_2^2 (4\pi v_1 v_2 - x)^2$$

Вводим $\Omega_1^2 = (h_{z1} + Ha_1 v_1 \cos^2\theta_1 - x M_2^{z1} + 4\pi v_1^2 M_1)(h_{z1} + Ha_1 v_1 \cos 2\theta_1 - x M_2^{z1})$

$\Omega_2^2 = \Omega_1^2$ (где $1 \rightleftarrows 2$) – это частоты ФМР слоев isolated, если coupling $\to 0$.

Надо знак $x \to -x$

$$\to A = -\Omega_1^2 - \Omega_2^2 - 2x(4\pi v_1 v_2 + x)\cos\gamma \cdot M_1 M_2 \qquad \gamma = \theta_1 - \theta_2.$$

$$\to B = \Omega_1^2 \Omega_2^2 - x^2 M_1 M_2 \cos^2\gamma (h_{z1} + Ha_1 v_1 \cos^2\theta_1 - x M_2^{z1} + 4\pi v_1^2 M_1) \times (1 \rightleftarrows 2) -$$
$$- (4\pi v_1 v_2 + x)^2 M_1 M_2 (h_{z1} + Ha_1 v_1 \cos 2\theta_1 - x M_2^{z1})(h_{z2} + Ha_2 v_2 \cos 2\theta_2 - x M_1^{z2}) +$$
$$+ x^2 \cos^2\gamma M_1^2 M_2^2 (4\pi v_1 v_2 + x)^2$$

$$\det R(\omega) = \omega^4 + (-\Omega_1^2 - \Omega_2^2 + C_1)\omega^2 + [\Omega_1^2 \cdot \Omega_2^2 + C_2] = 0, \quad A = -\Omega_1^2 - \Omega_2^2 + C_1, \quad B = \Omega_1^2 \Omega_2^2 + C_2.$$

C_1, C_2 – interlayer coupling terms.

$$\omega_{1,2}^2 = \frac{1}{2}\left[\Omega_1^2 + \Omega_2^2 - C_1 \pm \sqrt{(\Omega_1^2 + \Omega_2^2 - C_1)^2 - 4(\Omega_1^2 \cdot \Omega_2^2 + C_2)}\right]$$

$$2\omega_{1,2}^2 = \Omega_1^2 + \Omega_2^2 - C_1 \pm \sqrt{(\Omega_1^2 - \Omega_2^2)^2 - 2C_1(\Omega_1^2 + \Omega_2^2) + C_1^2 - 4C_2}$$

Это выражение имеет структуру Eq. (2.4) ФММ'87, обобщая его на случай $\vec{H}_1, \vec{H}_2$ под углом к оси анизотропии θ_2. Интересно $\theta_H = \pi/2$ для CPP-GMR.

$M_2^{z1} = \vec{M}_2^0 \cdot \hat{z}_1 = M_2 \hat{z}_2 \cdot \hat{z}_1 = M_2 \cos(\theta_1 - \theta_2)$ и $M_1^{z2} = \vec{M}_1^0 \cdot \hat{z}_2 = M_1 \cos(\theta_1 - \theta_2)$.

Escaneado con CamScanner

Double-layer film model of GMR head

Seagate
Business Diary

Date Notes

18/IX Письма Chantrell'и и Parker'и (о SW-Patwari' paper).
Письмо Slavin'и о SW.

Выражение для частот ФМР двухсл. пленки от 17/IX с произвольными θ_1, θ_2 должно быть проверено. Множители $v_1 v_2$ сокращаются.

$F = f_1 V_1 + f_2 V_2 + F_{int} \cdot S$, V_i – объемы слоев, $V = V_1 + V_2$
S – площадь контакта слоев

Отсюда $H_{ef}^{(i)} = -\frac{1}{V}\frac{\partial F}{\partial M_i}$, $\frac{1}{V}F = f_1 v_1 + f_2 v_2 + F_{int}\left(\frac{S}{V}\right)$, f_i – плотности энергии слоев.

$$\frac{1}{V}\frac{\partial F}{\partial M_1} = \frac{\partial}{\partial M_1}(f_1 v_1 + \dots) = v_1 \frac{\partial f_1}{\partial \vec{M}_1} + (\text{int. term})$$

Но эф. поле слоя есть (по определению) $\hat{H}_{ef}^{(i)} = -\frac{\partial f_i}{\partial \vec{M}_i}$, т.е. $H_{ef}^{(i)} = v_i \hat{H}_{ef}^{(i)}$,

т.е. в выражении в $H_{ef}^{(1)}$ доп. множитель v_1, а в $H_{ef}^{(2)}$ – доп. множитель v_2.

→ Поэтому все 1-поля надо разделить на v_1, все 2-поля разделить на v_2, перекрестные члены в A разделить на $v_1 v_2$, а в B разделить на $(v_1 v_2)^2$. Это сообщ. ФММ'87.

Новое

$$\Omega_1^2 = \left(H_{z1} + H_{a1}\cos^2\theta_1 - \frac{x}{v_1}M_2^{z1}\right)\left(H_{z1} + H_{a1}\cos 2\theta_1 - \frac{x}{v_1}M_2^{z1} + 4\pi v_1 M_1\right)$$

$$\Omega_2^2 = (1 \rightleftarrows 2), \quad H_{z1} = \vec{H}_1 \cdot \hat{z}_1 = H_1\cos(\theta_1 - \varphi_1) \text{ и } H_{z2} = H_2\cos(\theta_2 - \varphi_2)$$

φ_1, φ_2 – углы в плоскости пленки оси Oz (анизотропы) $\vec{H}_1, \vec{H}_2$.

Ещё версия 20/IX 02 г.

Теперь A, B суть:

$$A = -\Omega_1^2 - \Omega_2^2 - 2x\left(4\pi + \frac{x}{v_1 v_2}\right)\cos\chi \cdot M_1 M_2$$

$$B = \Omega_1^2\Omega_2^2 - \frac{x^2}{v_1 v_2}M_1 M_2 \cos^2\chi\left(H_{z1} + H_{a1}\cos^2\theta_1 - \frac{x}{v_1}M_2^{z1} + 4\pi v_1 M_1\right) \times (1 \rightleftarrows 2) -$$

$$- \left(4\pi + \frac{x}{v_1 v_2}\right)^2 M_1 M_2 v_1 v_2 \left(H_{z1} + H_{a1}\cos 2\theta_1 - \frac{x}{v_1}M_2^{z1}\right)\left(H_{z2} + H_{a2}\cos 2\theta_2 - \frac{x}{v_2}M_1^{z2}\right) +$$

$$+ x^2\cos^2\chi M_1^2 M_2^2\left(4\pi + \frac{x}{v_1 v_2}\right)^2$$

Можно $\frac{x}{v_1 v_2} = x'$ как в ФММ'87 и $M_i v_i \to m_i$.

$B = 0$ соответ. $\omega_2 = 0$, т.е. ОФП, или если $\varphi_1 = \varphi_2 = \pi/2$ и ОФП зафиксирована при $\theta_1 = \theta_2 = \pi/2$

$A = A(\theta_1, \theta_2)$ $\quad B = B(\theta_1, \theta_2)$.

$$B(\pi/2, \pi/2) = \Omega_1^2\Omega_2^2 - \frac{x^2}{v_1 v_2}M_1 M_2\left(H_1 - \frac{x}{v_2}M_2 + 4\pi v_1 M_1\right)\left(H_2 - \frac{x}{v_1}M_1 + 4\pi v_2 M_2\right) -$$

$$- (4\pi + x')^2 M_1 M_2 v_1 v_2 \left(H_1 - H_{a1} - \frac{x}{v_1}M_2\right)\left(H_2 - H_{a2} - \frac{x}{v_2}M_1\right) + x^2 M_1^2 M_2^2 (4\pi + x')^2 = 0,$$

это уравнение 4-го порядка относ. H_c.

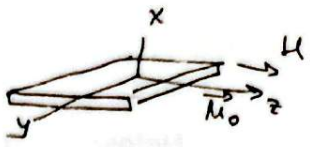
Видимо при $H_{a1} = H_{a2} = 0$ оно значительно упрощается.

Escaneado con CamScanner

Угол damping & m. noise problem

Seagate Business Diary

Date Notes



→ Проверка Safonov-Bertram - spectral density function.

→ $W = 2\pi M_x^2 - M_z H$ - аксиально не сим. система.

$\frac{d\vec{m}}{dt} = \vec{M} \times \vec{H}_{ef}$, $\vec{H}_{ef} = -\frac{\partial W}{\partial \vec{M}}$, $H_{ef}^x = -\frac{\partial W}{\partial M_x} = -4\pi M_x$, $H_{ef}^z = H$

$\vec{M} = M_0 \hat{z} + \vec{m}$ $\quad \vec{M} \times \vec{H}_{ef} = (\vec{M}_0 + \vec{m}) \times (\vec{H}_{ef}^0 + \vec{h}) = \vec{m} \times \vec{H}_{ef}^0 + \vec{M}_0 \times \vec{h}$

$\vec{H}_{ef} = \hat{x}(-4\pi M_x) + \hat{z} H = \hat{x}(-4\pi M_0^x) + \hat{z} H + \underbrace{\hat{x}(-4\pi m_x)}_{\vec{h}}$

$\vec{m} \times \vec{H}_{ef}^0 = \begin{vmatrix} \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \\ H_{ef}^{0x} & 0 & H_{ef}^{0z} \\ m_x & m_y & 0 \end{vmatrix} = -\hat{y}(H_{ef}^{0z} m_x) + \hat{z}(m_y H_{ef}^{0x}) + \hat{x}(+m_y H_{ef}^{0z})$

$\vec{M}_0 \times \vec{h} = \begin{vmatrix} \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \\ 0 & 0 & M_s \\ h_x & 0 & 0 \end{vmatrix} = \hat{y} M_s h_x$, $0 = \vec{M}_0 \times \vec{H}_{ef}^0 = \begin{vmatrix} \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \\ 0 & 0 & M_s \\ H_{ef}^{0x} & 0 & H_{ef}^{0z} \end{vmatrix} = \hat{y} M_s H_{ef}^{0x}$

требуем $H_{ef}^{0x} = -4\pi M_x^0 = 0$, т.е. M_x имеет только динам. компоненту

$\frac{d\vec{m}}{dt} = -\hat{y}(H_{ef}^{0z} m_x) + \hat{x}(m_y H_{ef}^{0z}) + \hat{y} M_s h_x$, $H_{ef}^x = \underbrace{H_{ef}^{0x}}_{0} + h_x = h_x = -4\pi m_x$

$\frac{dm_x}{dt} = +m_y H_{ef}^{0z}$, $\frac{dm_y}{dt} = -H_{ef}^{0z} m_x + M_s(-4\pi) m_x = -(H + 4\pi M_s) m_x$, считаем знак $\frac{d}{dt}$

$\begin{cases} \frac{dm_x}{dt} = -m_y H \\ \frac{dm_y}{dt} = (H + 4\pi M_s) m_x \end{cases}$ как в Оксанином Notes

$\frac{d^2 m_x}{dt^2} = -\frac{dm_y}{dt} H = -H(H + 4\pi M_s) m_x$

$\frac{d^2 m_x}{dt^2} + \omega_0^2 m_x = 0$, $\omega_0^2 = H(H + 4\pi M_s) = AB$

если def. $A = H$, $B = H + 4\pi M_s$.

$\begin{cases} \frac{dm_x}{dt} = -A m_y \\ \frac{dm_y}{dt} = B m_x \end{cases}$

$\frac{d\vec{m}}{dt} = -\vec{M} \times \vec{H}_{ef} + \frac{\vec{M}}{M_s} \times \left(\hat{\alpha} \cdot \frac{d\vec{M}}{dt} \right)$

$W(\vec{M}_0 + \vec{m}) = 2\pi m_x^2 - (M_s + m_z) H = -M_s H + 2\pi m_x^2$ ($M_s = M_z^0$)

надо $m_z^2 = M_s^2 - \ldots$ $M_z^2 + M_x^2 + M_y^2 = M_s^2$, $M_z^2 = M_s^2 - m_x^2 - m_y^2$

$M_z = M_s \sqrt{1 - \frac{m_x^2 + m_y^2}{M_s^2}} \approx M_s \left[1 - \frac{1}{2} \frac{(m_x^2 + m_y^2)}{M_s^2} \right]$

$W(\vec{M}_0 + \vec{m}) = 2\pi m_x^2 - M_s \left[1 - \frac{1}{2M_s^2} (m_x^2 + m_y^2) \right] H = W(\vec{M}_0) + 2\pi m_x^2 + \frac{1}{2M_s} (m_x^2 + m_y^2) H =$

$= W(\vec{M}_0) + \frac{1}{2M_s} \left[(4\pi M_s + H) m_x^2 + H m_y^2 \right]$

$W(\vec{M}_0 + \vec{m}) = W(\vec{M}_0) + \frac{1}{2M_s} \left[B m_x^2 + A m_y^2 \right]$ — получение эта кв. форма по m_x, m_y (которая потом диагонализуется) связано с $M_z = M_s - \frac{1}{2M_s}(m_x^2 + m_y^2)$.

Но отличие M_z от M_s никогда не учитывается при линеаризации ур. Л. Л.

Т.е. в Sp.-Bertram формализме надо рассматривать динамику M_z (!) в духе уравнения Блоха. Это отличается от ур. Л. Л. для m_x, m_y только.

Escaneado con CamScanner

Seagate
Business Diary
Date Notes

Включение феномен. damping в линеариз. УД

LLG: $\vec{T}_\alpha = \frac{d}{M_s}\vec{M}\times\frac{d\vec{M}}{dt} = \alpha(\vec{M}_0+\vec{m})\times\frac{d\vec{m}}{dt} = \alpha\frac{\vec{M}_0}{M_s}\times\frac{d\vec{m}}{dt}$ в лин. приближении.

$$\vec{M}_0\times\dot{\vec{m}} = \begin{vmatrix}\hat{x}&\hat{y}&\hat{z}\\0&0&M_s\\\dot{m}_x&\dot{m}_y&\dot{m}_z\end{vmatrix} = \hat{y}M_s\dot{m}_x - \hat{x}M_s\dot{m}_y, \quad \gamma=1$$

~~Тензор. damping~~ $\hat{\alpha} = \frac{\gamma}{\omega_0^2}\begin{pmatrix}H_x&0&0\\0&H_y&0\\0&0&0\end{pmatrix}$, $E_2 = \frac{1}{2M_s}\left[H_x M_x^2 + H_y m_y^2\right]$

В наш образец. $H_x = B = H + 4\pi M_s$, $H_y = A = H$. $E_2 = \frac{1}{2M_s}\left[Bm_x^2 + Am_y^2\right]$

$$T_{\hat{\alpha}} = \frac{\vec{M}}{M_s}\times\left(\hat{\alpha}\cdot\frac{d\vec{M}}{dt}\right) = \frac{\vec{M}_0}{M_s}\times\left(\hat{\alpha}\cdot\frac{d\vec{m}}{dt}\right), \quad \hat{\alpha}\cdot\dot{\vec{m}} = \frac{\gamma}{\omega_0^2}\begin{pmatrix}B&0&0\\0&A&0\\0&0&0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\dot{m}_x\\\dot{m}_y\\0\end{pmatrix} = \frac{\gamma}{\omega_0^2}\begin{pmatrix}B\dot{m}_x\\A\dot{m}_y\\0\end{pmatrix}$$

$\hat{\alpha}$ не симметрич. поворачивает $E_2(\vec{m})$.

$$\vec{M}_0\times(\hat{\alpha}\cdot\dot{\vec{m}}) = \vec{M}_0\times\begin{pmatrix}B\dot{m}_x\\A\dot{m}_y\\0\end{pmatrix}\frac{\gamma}{\omega_0^2} = \begin{vmatrix}\hat{x}&\hat{y}&\hat{z}\\0&0&M_s\\B\dot{m}_x&A\dot{m}_y&0\end{vmatrix}\frac{\gamma}{\omega_0^2} = \left[\hat{y}M_s B\dot{m}_x - \hat{x}AM_s\dot{m}_y\right]\frac{\gamma}{\omega_0^2}$$

LLG: $\vec{T}_\alpha = \alpha\left[\hat{y}\dot{m}_x - \hat{x}\dot{m}_y\right]$

Сар.-Вертам: $\vec{T}_{\hat{\alpha}} = \frac{\gamma}{\omega_0^2}\left[\hat{y}B\dot{m}_x - \hat{x}A\dot{m}_y\right]$

LLG:

$$\begin{cases}\frac{dm_x}{dt} = -Am_y - \alpha\dot{m}_y\\ \frac{dm_y}{dt} = Bm_x + \alpha\dot{m}_x\end{cases}\Rightarrow$$

$$\ddot{m}_x = -A\left[Bm_x + \alpha\dot{m}_x\right] - \alpha\left[B\dot{m}_x + \alpha\ddot{m}_x\right]$$

$$(1+\alpha^2)\ddot{m}_x = -\omega_0^2 m_x - \alpha\left[A+B\right]\dot{m}_x$$

$$(1+\alpha^2)\ddot{m}_x + \alpha(A+B)\dot{m}_x + \omega_0^2 m_x = 0 \quad \text{LLG}$$

S.-B.

$$\begin{cases}\frac{dm_x}{dt} = -Am_y - \frac{\gamma}{\omega_0^2}A\dot{m}_y\\ \frac{dm_y}{dt} = Bm_x + \frac{\gamma}{\omega_0^2}B\dot{m}_x\end{cases}\Rightarrow$$

$$\frac{dm_x}{dt} = -Am_y - \alpha Bm_x - \alpha^2\dot{m}_x$$

$$\begin{cases}(1+\alpha^2)\dot{m}_x = -Am_y - \alpha Bm_x\\ (1+\alpha^2)\dot{m}_y = Bm_x - \alpha Am_y\end{cases}$$

Оказалась система, если $(1+\alpha^2)$ сократить в t.

$t(1+\alpha^2)^{-1} = \tau$

$$\begin{cases}\frac{dm_x}{dt} = -Am_y - \alpha Bm_x\\ \frac{dm_y}{dt} = Bm_x - \alpha Am_y\end{cases}$$ LLG

$$\ddot{m}_y = B\left[-Am_y - \alpha Bm_x\right] - \alpha A\dot{m}_y$$

$$\ddot{m}_y = B(-A)m_y - \alpha B\left(\dot{m}_y + \alpha Am_y\right) - \alpha A\dot{m}_y$$

$$\ddot{m}_y = -\omega_0^2 m_y - \alpha(A+B)\dot{m}_y - \alpha^2\omega_0^2 m_y$$

$$\ddot{m}_y + \alpha(A+B)\dot{m}_y + (1+\alpha^2)\omega_0^2 m_y = 0 \quad \text{LLG}$$

Такое же ур-е как и для $\frac{dm_x}{dt}$, если учесть $t = \tau(1+\alpha^2)$.

$$\dot{m}_y = Bm_x + \frac{\gamma}{\omega_0^2}B\left[-Am_y - \frac{\gamma}{\omega_0^2}A\dot{m}_y\right]$$

$$\dot{m}_y = Bm_x - \gamma m_y - \gamma^2\frac{1}{\omega_0^2}\dot{m}_y$$

$$\left(1+\frac{\gamma^2}{\omega_0^2}\right)\dot{m}_y = Bm_x - \gamma m_y$$

$$\dot{m}_x = -Am_y - \frac{\gamma}{\omega_0^2}A\left[Bm_x + \frac{\gamma}{\omega_0^2}B\dot{m}_x\right]$$

$$\left(1+\frac{\gamma^2}{\omega_0^2}\right)\dot{m}_x = -Am_y - \gamma m_x, \quad \frac{t}{(1+\gamma^2/\omega_0^2)} = \tau'$$

$$\begin{cases}\dot{m}_x = -Am_y - \gamma m_x\\ \dot{m}_y = Bm_x - \gamma m_y\end{cases}$$ как у Оказал. S.-B. eq.

$$\ddot{m}_y = B\left[-Am_y - \frac{\gamma}{\omega_0^2}A\dot{m}_y\right] + \frac{\gamma B}{\omega_0^2}\left[-A\dot{m}_y - \frac{\gamma A}{\omega_0^2}\ddot{m}_y\right]$$

$$\left(1+\frac{\gamma^2}{\omega_0^2}\right)\ddot{m}_y + 2\gamma\dot{m}_y + \omega_0^2 m_y = 0$$

S.-B.

Seagate
Business Diary

Date 19/IX Notes Положим $y = \alpha_S \omega_0$, $1+\frac{y^2}{\omega_0^2} = 1+\alpha_S^2$, $\frac{t}{1+\alpha_S^2} = \tau'$ для S.-B. equations.

S.B. $\ddot{m}_y + 2\alpha_S\omega_0 \dot{m}_y + (1+\alpha_S^2)\omega_0^2 m_y = 0$ и $\ddot{m}_y + \alpha(A+B)\dot{m}_y + (1+\alpha^2)\omega_0^2 m_y = 0$ LLG

Осцилляторные уравнения с симметричным членом "трения" для обоих видов damping: LLG и S.-Bert.

только $\tau = \frac{t}{1+\alpha^2}$ для LLG и $\tau' = \frac{t}{1+\alpha_S^2}$ для S.-B.

Конечно, для ком. случая $A = B$ $2\alpha_S\omega_0 = 2\alpha_S A$ и $\alpha(A+B) = 2\alpha A$ можно считать $\alpha = \alpha_S$.

Т.е. можно записать для in-plane компонент $\vec{m}$ - m_y $\ddot{m}_y + 2\Gamma\dot{m}_y + \Omega^2 m_y = 0$, $\dot{()} = \frac{d}{d\tau}$ или $\frac{d}{dt}$

$\Omega^2 = \begin{cases} (1+\alpha^2)\omega_0^2 & \text{LLG} \\ (1+\alpha_S^2)\omega_0^2 & \text{SB} \end{cases}$ и $\Gamma = \begin{cases} \frac{1}{2}\alpha(A+B) & \text{LLG} \\ \alpha_S\omega_0 & \text{Saf. Bert.} \end{cases}$, $\omega_0^2 = AB$.

$A = H$, $B = H + 4\pi M_S$

Для ур-я для LLG и SB damping ($\alpha \ll 1$, $\alpha_S \ll 1$) см. в ~~Safonov PRB'65~~ 172417(2002)

→ Введение SB damping ничего нового не привносит в структуру linearized eq. of motion, а только перенормировку коэффициентов.

→ Добавим случайное (thermal) field to eq. of motion и проверим отклик $-\chi(\omega)$ и пределы $\omega \to 0$, $\omega \to \infty$.

Добавим поле $\hat{h} = (\hat{h}_x, \hat{h}_y, 0) \perp \vec{M}_0$, которое можно будет трактовать как "tendon" или измерительное $\parallel Oy$, etc.

$\vec{M}_0 \times \vec{h}$ изменится, раньше было $\vec{h} = (h_x, 0, 0)$, $h_x = -4\pi m_x$

$\vec{h} \to \vec{h} + \hat{h}$. $\vec{M}_0 \times \hat{h} = \begin{vmatrix} \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \\ 0 & 0 & M_S \\ \hat{h}_x & \hat{h}_y & 0 \end{vmatrix} = \hat{y}\hat{h}_x M_S - \hat{x}\hat{h}_y M_S$, $\hat{h}_z$ не войдет в уд даже если бы она была.

нет, здесь $\hat{h}_{y,x}$ не есть поле, а fluct. fields, см. 4/XI.

уд в окс. форме

$$\begin{cases} \frac{dm_x}{d\tau} = -Am_y - \alpha_1 m_x + \hat{h}_y M_S \\ \frac{dm_y}{d\tau} = Bm_x - \alpha_2 m_y - \hat{h}_x M_S \end{cases} \quad (*)$$

$\alpha_1 = \alpha B$, $\alpha_2 = \alpha A$ для LLG

$\alpha_1 = \alpha_2 = \gamma$ для SB damping.

$\Gamma = \frac{1}{2}(\alpha_1+\alpha_2)$, $\Omega^2 = (1+\alpha_1\alpha_2)\omega_0^2$.

$\ddot{m}_y = B\left[-Am_y - \alpha_1 m_x + \hat{h}_y M_S\right] - \alpha_2\left[\frac{Bm_x - \alpha_2 m_y + \hat{h}_x M_S}{\dot{m}_y}\right] + \frac{d\hat{h}_x}{d\tau} M_S(-1)$

$\ddot{m}_y = -\omega_0^2 m_y - \alpha_1 B\left[\dot{m}_y + \alpha_2 m_y + \hat{h}_x M_S\right]\frac{1}{B} - \alpha_2\dot{m}_y + \frac{d\hat{h}_x}{d\tau} M_S(-1) + B\hat{h}_y M_S$

$\ddot{m}_y + (\alpha_1+\alpha_2)\dot{m}_y + \left[\omega_0^2 + \alpha_1\alpha_2\right] m_y = -\alpha_1 \hat{h}_x M_S + \frac{d\hat{h}_x}{d\tau} M_S(-1) + B\hat{h}_y M_S$

$\ddot{m}_y + 2\Gamma\dot{m}_y + \Omega^2 m_y = F(\tau)$, $F(\tau) = -\frac{d\hat{h}_x}{d\tau} M_S - \alpha_1 M_S \hat{h}_x + BM_S\hat{h}_y$, $\hat{h}_x = \hat{h}_x(\tau)$.

В стат. пределе $\omega \to 0$ из (*) получим при $\alpha_1, \alpha_2 \to 0$

$m_y = \frac{1}{A}\hat{h}_y M_S$, $\chi_{yy} = \frac{M_S}{A} = \frac{M_S}{H}$, $m_x = \frac{1}{B}\hat{h}_x M_S$, $\chi_{xx} = \frac{M_S}{H+4\pi M_S}$ – верно.

Escaneado con CamScanner

Seagate
Business Diary
Date Notes

С $d_1 d_2 \neq 0$ $\begin{pmatrix} d_1 & A \\ +B & -d_2 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} m_x \\ m_y \end{pmatrix} = M_s \begin{pmatrix} \hat{h}_y \\ \hat{h}_x \end{pmatrix}$, $\begin{pmatrix} m_x \\ m_y \end{pmatrix} = \frac{1}{\det R}\begin{pmatrix} -d_2 & -B \\ -A & d_1 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} h_y \\ h_x \end{pmatrix}$

$m_y = \frac{M_s}{\det R}\left[-Ah_y + d_1 h_x\right]$, $m_x = \frac{M_s}{\det R}(-1)\left[d_2 h_y + Bh_x\right]$

$\chi_{xx}(0) = M_s \frac{(-B)}{\det R} = M_s \frac{(-B)}{-d_1 d_2 - BA} = M_s \frac{B}{AB + d_1 d_2} \approx \frac{M_s}{A}$ - верно.

Надо $\begin{pmatrix} B & -d_2 \\ d_1 & A \end{pmatrix}\begin{pmatrix} m_x \\ m_y \end{pmatrix} = M_s \begin{pmatrix} h_x \\ h_y \end{pmatrix}$, $\begin{pmatrix} m_x \\ m_y \end{pmatrix} = \frac{M_s}{\det R}\begin{pmatrix} A & -d_1 \\ d_2 & B \end{pmatrix}\begin{pmatrix} h_x \\ h_y \end{pmatrix}$

$m_x = \frac{M_s}{\det R}\left[Ah_x - d_1 h_y\right]$, $m_y = \frac{M_s}{\det R}\left[d_2 h_x + Bh_y\right]$

$\chi_{xx}(0) = \frac{M_s A}{\det R} = \frac{M_s A}{AB + d_1 d_2}$, $\chi_{yy}(0) = \frac{M_s B}{\det R} = \frac{M_s B}{AB + d_1 d_2} \approx \frac{M_s}{A} = \frac{M_s}{H}$ верно.

$\hat{\chi}_{d\beta}(0) = \frac{M_s}{AB + d_1 d_2}\begin{pmatrix} A & -d_1 \\ d_2 & B \end{pmatrix}$ - несимметрична из-за damping.

Это неприятно. Сват. восприимчивость не должна зависеть от damping.

Попробуем в ЧД надо оставить damping как $d\frac{d\vec{m}}{dt}$, (!)

хотя осциллятор. ур-е для $\dot{m}_y$ это не изменит.

Наш Исх. система лин. ЧД → $\left\{\begin{aligned} \frac{dm_x}{dt} &= -Am_y - \frac{d_1}{B}\dot{m}_y + \hat{h}_y M_s \\ \frac{dm_y}{dt} &= Bm_x + \frac{d_2}{A}\dot{m}_x - \hat{h}_x M_s \end{aligned}\right\}$ (**) $\rightarrow \hat{\chi}_{d\beta}(0) = M_s \begin{pmatrix} x & y \\ \frac{1}{B} & 0 \\ 0 & \frac{1}{A} \end{pmatrix}$ - верно

$\ddot{m}_y = B\left[-Am_y - \frac{d_1}{B}\dot{m}_y + \hat{h}_y M_s\right] + \frac{d_2}{A}\left[-A\dot{m}_y - \frac{d_1}{B}\ddot{m}_y + \frac{dh_y}{dt}M_s\right] - \frac{dh_x}{dt}M_s$

$\ddot{m}_y = -ABm_y - d_1\dot{m}_y + Bh_y M_s - d_2\dot{m}_y - \frac{d_1 d_2}{AB}\ddot{m}_y + \frac{d_2}{A}\frac{dh_y}{dt}M_s - \frac{dh_x}{dt}M_s$

$\left(1 + \frac{d_1 d_2}{\omega_0^2}\right)\ddot{m}_y + (d_1 + d_2)\dot{m}_y + \omega_0^2 m_y = Bh_y M_s + \frac{d_2}{A}\dot{h}_y M_s - \dot{h}_x M_s$

$\rightarrow \frac{d}{dt} \rightarrow \frac{d}{d\tau}$, умн. на $\left(1 + \frac{d_1 d_2}{\omega_0^2}\right)$ и введем $\tau = \frac{t}{\left(1 + \frac{d_1 d_2}{\omega_0^2}\right)}$

$\frac{d}{dt}$ здесь → $\ddot{m}_y + (d_1 + d_2)\dot{m}_y + (\omega_0^2 + d_1 d_2)m_y = B\left(1 + \frac{d_1 d_2}{\omega_0^2}\right)M_s h_y + \frac{d_2}{A}M_s\dot{h}_y - M_s\dot{h}_x$

$\ddot{m}_y + 2\Gamma\dot{m}_y + \Omega^2 m_y = F(\tau)$ - получили уравнение ур-е $m_y(\tau)$, но $F(\tau)$ изменилась.

$\rightarrow F(\tau) = B\left(1 + \frac{d_1 d_2}{\omega_0^2}\right)h_y(\tau) + \frac{d_2}{A}M_s\dot{h}_y - M_s\dot{h}_x$

верно

При $\omega \rightarrow 0$ $(\omega_0^2 + d_1 d_2)m_y = B\left(1 + \frac{d_1 d_2}{\omega_0^2}\right)h_y M_s$, $m_y = \frac{B}{\omega_0^2}h_y M_s = \frac{M_s}{A}h_y$, $\chi_{yy}(0) = \frac{M_s}{A}$

Escaneado con CamScanner

Seagate
Business Diary

Notes

$$F(\tau) = B\frac{\Omega^2}{\omega_0^2} M_s h_y(\tau) - M_s \dot{h}_x(\tau) + \frac{d_2}{A} M_s \dot{h}_y(\tau)$$

Далее следуем Kubo [ref. 1, R. Kubo, M. Toda, N. Hashitsume Statistical physics II, Springer-Verlag, Berlin 1985]

Определим $m_y(t) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega\, m_y(\omega) e^{i\omega t}$, $m_y(\omega) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} dt\, e^{-i\omega t} m_y(t)$, $t \to \tau$.

$$-\omega^2 m_y(\omega) + 2\Gamma i\omega\, m_y(\omega) + \Omega^2 m_y(\omega) = F(\omega)$$

$$m_y(\omega) = \frac{1}{\Omega^2 - \omega^2 + 2\Gamma i\omega} F(\omega)$$

$$S_{yy}(\omega) = \langle |m_y(\omega)|^2 \rangle_{eq} = \frac{1}{|\Omega^2 - \omega^2 + 2i\Gamma\omega|^2} \langle |F(\omega)|^2 \rangle_{eq}$$

$\langle \dots \rangle_{eq}$ – среднее по ансамблю в равновесии.

$$S(\omega) = \frac{1}{(\Omega^2-\omega^2)^2 + (2\Gamma)^2\omega^2} \langle |F(\omega)|^2 \rangle$$

noise spectral density – если $h_{x,y}(t)$ – случайны

В Safonov IEEE TM '02 и PRB '02 $m_x(\omega\to 0) = \frac{f g_{(0)} y - B f_x(0)}{\omega_0^2 + \gamma^2}$, $\vec{f} \to -\vec{h}$

$\chi_{xx}(\omega\to 0) = \frac{B}{AB+\gamma^2}$ вместо $\frac{1}{A}$, что неверно, если $\chi_{xy}(0) \sim \gamma$, что неверно.

$$\frac{1}{M_s} F(\tau) = B\frac{\Omega^2}{\omega_0^2} h_y(\tau) - \dot{h}_x(\tau) + \frac{d_2}{A}\dot{h}_y(\tau)$$

$$\frac{1}{M_s} F(\omega) = B\frac{\Omega^2}{\omega_0^2} h_y(\omega) - i\omega h_x(\omega) + i\omega\frac{d_2}{A} h_y(\omega)$$

$$\frac{1}{M_s^2}|F(\omega)|^2 = \left[B h_y(\omega) - i\omega h_x(\omega) + i\omega\frac{d_2}{A} h_y(\omega)\right]\left[B h_y^* + i\omega h_x^* - i\omega\frac{d_2}{A} h_y^*\right] =$$

$$= B^2|h_y|^2 + Bi\omega h_y h_x^* - i\omega B\frac{d_2}{A}|h_y|^2 + (-i\omega) h_x h_y^* B + \omega^2|h_x|^2 - \omega^2\frac{d_2}{A} h_x h_y^* +$$

$$+ i\omega\frac{d_2}{A} B|h_y|^2 - \omega^2\frac{d_2}{A} h_y h_x^* + \omega^2\left(\frac{d_2}{A}\right)^2|h_y|^2 = \left|B = B\frac{\Omega^2}{\omega_0^2}\right| =$$

$$= \left[B^2 + \omega^2\left(\frac{d_2}{A}\right)^2\right]|h_y|^2 + i\omega B\left(h_y h_x^* - h_y^* h_x\right) + \omega^2|h_x|^2 - \omega^2\frac{d_2}{A}\left(h_x h_y^* + h_y h_x^*\right)$$

Громоздко. Можно решить исх. систему сразу в ω – представлении (вместо t – предст.) не переходя к $\ddot{m}_y$ – осциллятору УД.

$$\left.\begin{aligned} +i\omega m_x + A m_y + \frac{d_1}{B} i\omega m_y &= M_s h_y(\omega) \\ -i\omega m_y + B m_x + \frac{d_2}{A} i\omega m_x &= M_s h_x(\omega) \end{aligned}\right\} \to \begin{pmatrix} B + \frac{d_2}{A} i\omega & -i\omega \\ i\omega & A + \frac{d_1}{B} i\omega \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_x(\omega) \\ m_y(\omega) \end{pmatrix} = M_s \begin{pmatrix} h_x(\omega) \\ h_y(\omega) \end{pmatrix}$$

$$\hat{\chi}(\omega) = \frac{M_s}{\det R(\omega)} \begin{pmatrix} A + \frac{d_1}{B} i\omega & -i\omega \\ i\omega & B + \frac{d_2}{A} i\omega \end{pmatrix}, \quad \det R(\omega) = \left(B + \frac{d_2}{A} i\omega\right)\left(A + \frac{d_1}{B} i\omega\right) - \omega^2$$

$$= \omega_0^2 - \omega^2 + i\omega(d_2 + d_1) - \frac{d_1 d_2}{AB}\omega^2$$

$$m_y(\omega) = \frac{M_s}{R(\omega)}\left[i\omega h_x(\omega) + \left(B + i\omega\frac{d_2}{A}\right) h_y(\omega)\right]$$

Escaneado con CamScanner

Seagate
Business Diary
Date Notes

$|[\dots]|^2 = [i\omega h_x + (B + i\omega\frac{d_2}{A})h_y][-i\omega h_x^* + (B - i\omega\frac{d_2}{A})h_y^*] =$

$= \omega^2|h_x|^2 + i\omega(B - i\omega\frac{d_2}{A})h_x h_y^* - i\omega(B + i\omega\frac{d_2}{A})h_x^* h_y + (B^2 + \omega^2\frac{d_2^2}{A^2})|h_y|^2$

~~$\det R(\omega) = \omega_0^2 - (1 + \frac{d_1 d_2}{\omega_0^2})\omega^2 + i(d_1 + d_2)\omega$~~, ~~(...) go~~ переопр. $t \to \tau = t/[1 + d_1 d_2/\omega_0^2]$ и $\omega \to \omega' = \omega[1 + \frac{d_1 d_2}{\omega_0^2}]$ это совпадает с осцил. методом.

Куда же делись $h_x h_y^*$, $h_x^* h_y$ для Саронов ($f_y^* f_x$, $f_x^* f_y$) в IEEE TM'02 -paper?

Видимо, он посчитал $\langle h_x(\omega) h_y^*(\omega)\rangle_{eq} = 0$, x и y - комп. не имеют корреляций для thermal fields.

В осцил. представлении:

$\left\langle \frac{1}{M_s^2}|F(\omega)|^2 \right\rangle = [B^2 + \omega^2(\frac{d_2}{A})^2]\langle|h_y(\omega)|^2\rangle + \omega^2\langle|h_x(\omega)|^2\rangle$, $B = B\frac{\omega_0^2}{\omega_0^2}$.

Надо найти $\langle|h_{y,x}(\omega)|^2\rangle$. Для white noise они не зависят от "ω".

$\vec{m}(\omega) = \hat{\chi}(\omega)\vec{h}(\omega)$, $\hat{\Lambda}(\omega)\vec{m}(\omega) = \vec{h}(\omega)$, $\hat{\Lambda}(\omega) = \hat{\chi}^{-1}(\omega)$ - с обычным "ω".

$\hat{\Lambda}(\omega) = \frac{1}{M_s}\begin{pmatrix} B + \frac{d_2}{A}i\omega & -i\omega \\ i\omega & A + \frac{d_1}{B}i\omega \end{pmatrix}$

$\hat{\Lambda}^+(\omega) - \hat{\Lambda}(\omega) = \frac{1}{M_s}\begin{pmatrix} B - \frac{d_2}{A}i\omega & -i\omega \\ i\omega & A - \frac{d_1}{B}i\omega \end{pmatrix} - \frac{1}{M_s}\begin{pmatrix} B + \frac{d_2}{A}i\omega & -i\omega \\ i\omega & A + \frac{d_1}{B}i\omega \end{pmatrix} = \frac{2}{M_s}\begin{pmatrix} -i\frac{d_2}{A}\omega & 0 \\ 0 & -i\frac{d_1}{B}\omega \end{pmatrix} =$

$= -\frac{2i\omega}{M_s}\begin{pmatrix} d_2/A & 0 \\ 0 & d_1/B \end{pmatrix}$, $\gamma = 1$. Т.е. $\frac{1}{i\omega}[\hat{\Lambda}^+(\omega) - \hat{\Lambda}(\omega)]$ не зависит от "ω" — "white" noise kth.

Согласно Smith, JAP'01: $\hat{S}_{\vec{h}\vec{h}}(\omega) = \langle \vec{h}(\omega)\vec{h}^*(\omega)\rangle = \frac{kT}{i\omega}[\hat{\Lambda}^+_{\vec{m}\vec{m}}(\omega) - \hat{\Lambda}_{\vec{m}\vec{m}}(\omega)]$

$S_{h_y h_y}(\omega) = \langle|h_y(\omega)|^2\rangle = \frac{kT}{i\omega}[\Lambda^+_{yy}(\omega) - \Lambda_{yy}(\omega)] = \frac{kT}{i\omega}(-2i\omega)\frac{d_1}{M_s B} = \frac{2kT}{M_s}\frac{d_1}{B}$

"-" где-то потерян.

$S_{h_x h_x}(\omega) = \langle|h_x(\omega)|^2\rangle = \frac{kT}{i\omega}\left(\frac{-2i\omega}{M_s}\right)\frac{d_2}{A} = \frac{2kT}{M_s}\frac{d_2}{A}$

$\frac{\langle|h_x(\omega)|^2\rangle}{\langle|h_y(\omega)|^2\rangle} = \frac{d_2}{A}\frac{B}{\alpha_1} = \frac{d_2}{d_1}\frac{B}{A} = \begin{cases} 1, & \text{LLG damping} \\ B/A, & \text{SB damping} \end{cases}$

$\frac{1}{M_s^2}\langle|F(\omega)|^2\rangle = \left[B^2 + \omega^2\left(\frac{d_2}{A}\right)^2 + \frac{d_2}{d_1}\frac{B}{A}\omega^2\right]\langle|h_y(\omega)|^2\rangle$

Надо найти γ и $\Lambda(\omega)$ в том же представл. ω, что и $F(\omega)$, найти "-", размерность ($B \to B$)

Escaneado con CamScanner

Escaneado con CamScanner

Seagate

Business Diary

Date Notes

$[\dots] = B^2 + \omega^2\left\{\frac{d_2^2}{A^2} + \frac{d_2}{d_1}\frac{B}{A}\right\} = \left|\begin{array}{l}\text{S-B сигнал}\\ d_1 = d_2 = y\end{array}\right| =$

$= B^2 + \frac{\omega^2}{A^2}(y^2+\omega_0^2) = \frac{1}{A^2}\left[\omega_0^4 + \omega^2(y^2+\omega_0^2)\right]$

У S.-B. $S_{y'y'}(\omega) \sim \left[\beta_x^2(y^2+\omega^2) + A^2\beta_{y'}^2\right] = \left[\frac{A}{B}(y^2+\omega^2) + A^2\right]\beta_{y'}^2 =$

$= \frac{\beta_{y'}^2}{B^2}\left[\omega_0^2(y^2+\omega^2) + \omega_0^4\right] = \frac{\omega_0^2}{B^2}\beta_{y'}^2\left[y^2+\omega^2+\omega_0^2\right]$ – инаре(!).

Семинар: S. Wang (Автор Таратурика „Mag. recording" textbook). „Advanced Materials for Recording"

Record $4\pi M_s = 25$ kG на FeCoN с $H_c \approx 5$ Oe

H_c можно увеличить. FeCoN / FeNi добавив FeNi слои,

$\gamma(\omega)$ также расте $g_0 \approx 1000$ вместо до $\frac{\omega}{2\pi} = 1$ GHz,

разброс ОЛН („ripple") уменьшается, применяе HIIOЛН during deposition

Damping $\alpha_{FeCoN} = 0.01 - 0.027$, α расте с H_g ↓.

$\alpha_{cr} = \frac{2}{\gamma(0)}$, $\alpha < \alpha_{cr}$ underdamped, $\alpha > \alpha_{cr}$ overdamped

$\alpha_{cr} = 0.06$ for FeCoN.

→ Написана review report на JMMM-paper by Hellinger no statics and dynamics simulations of mag. vortices. (OOMMF)

Seagate
Business Diary

Date Notes

X. Wang (acompañante Bertram)

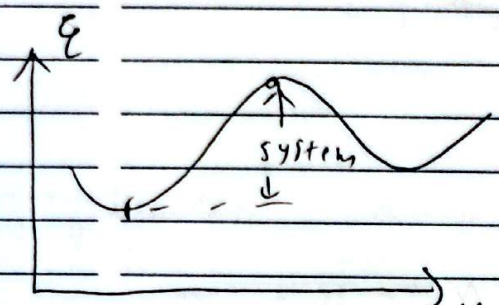
1) Bug → $S[X(t)]$ Stratonovich, Fredlin – textbook, Reg. 34, JAP'02
action

$\xi = \frac{k_B T}{\text{system energy}}$

$c = X + iY$

$m_x \; m_y << 1$

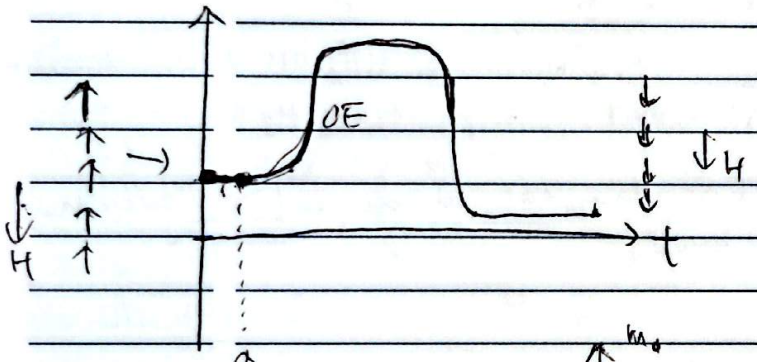
2) Braun 1D chain cont. solution



Zeeman anis. ex

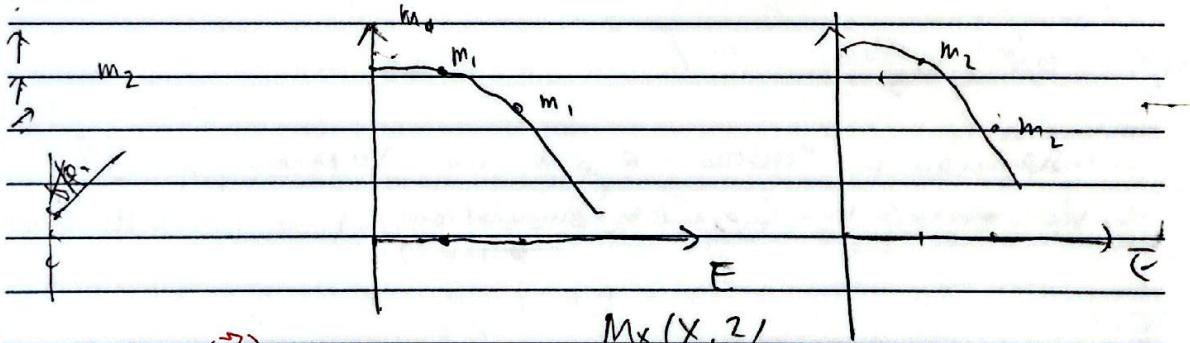
$E = \sum_{[m_j]} \sum_j E_j + \sum_{(ij)} \sum_{(i)} E_{(i)}^{int}$

energy



$t_1 \rightarrow m_i \; i=1,\dots,12 \rightarrow E_1$

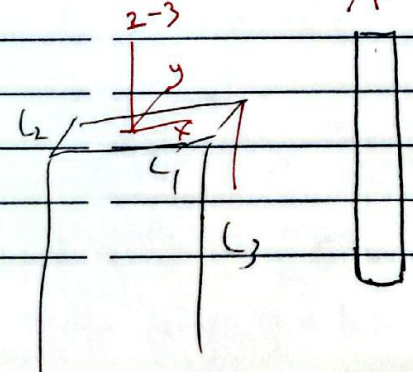
$t_2 \rightarrow m_i \rightarrow E_2$



$M_x(x,z)$

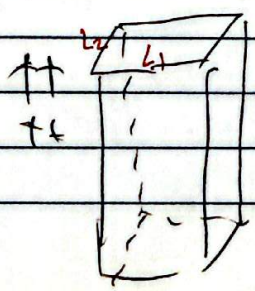
$M_z(x,z)$

$M(\vec{r}) \rightarrow M(t, \vec{r})$



$L \gtrsim L_{cri}$

$L_2 << L_1$



↓ exchange

↓ vortex

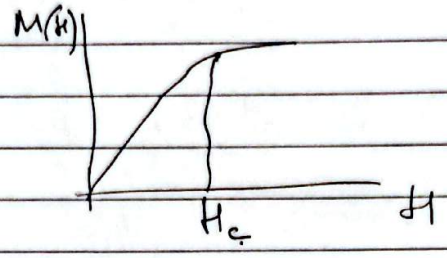
↓↓↓

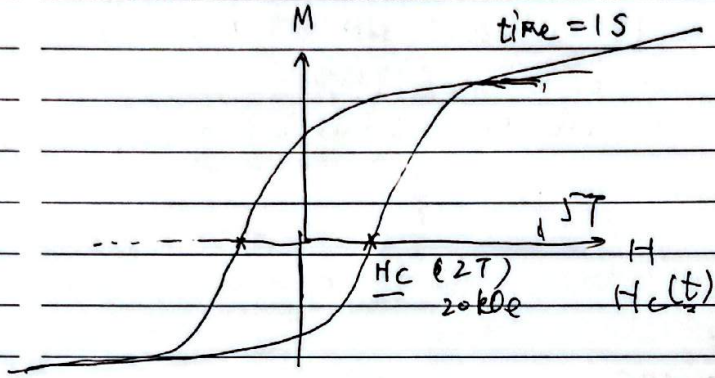
Escaneado con CamScanner

Seagate

Business Diary

Date Notes





$H_c = 18.7 kOe$

$H_c(t)$

$H_c(t) = 0.6\, H_k \left[1 - \left(\frac{kT}{K}\right)\ln\left(\frac{t}{\tau}\right)\right]^{n}$