

2/5-2002-19/10-
2002



Seagate

BUSINESS DIARY

Name Konstantin Gusliyenko

From May 2 2002 To October 19 2002

Dept. Theory

Classification Stamp (if appropriate)

SEAGATE S41618599

May - Sept. 2002

FePt particle with twin

$$\begin{aligned} \frac{\delta^2 F}{\delta \mathbf{M} \delta \mathbf{A}_i} [\mathbf{A}_i; -\mathbf{A}_i^*] &= |\mathbf{A}_i^*| \delta(\mathbf{M}) = \\ &= \frac{\delta^2 F}{\delta \mathbf{M} \delta \mathbf{A}_i} \frac{\partial \mathbf{A}_i^*}{\partial \mathbf{A}_i} (-\tau_i) = \\ &= \frac{\delta^2 F}{\delta \mathbf{M} \delta \mathbf{A}_i} \frac{\delta \mathbf{A}_i^*}{\delta \mathbf{M}_j} \frac{\partial \mathbf{M}_j}{\partial \mathbf{A}_i} (-\tau_i) = \\ &= (-\tau_i) \frac{\delta^2 F}{\delta \mathbf{M} \delta \mathbf{A}_i} \frac{\delta \mathbf{A}_i^*}{\delta \mathbf{M}_j} \frac{\partial \mathbf{M}_j}{\partial \mathbf{A}_i} \\ \eta_{ij} &= \tau_i \frac{\delta^2 F}{\delta \mathbf{M}_i \delta \mathbf{A}_k} \frac{\delta \mathbf{A}_k}{\delta \mathbf{M}_j} \end{aligned}$$

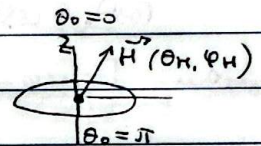
of spherical particles with twin (FePt)
 non groupwise give $\langle M_z \rangle_{\theta_H, \varphi_H}$ give
 и среднего объема между рассеян twin-particle.
 0-21/II, 29/III, 7/IV и 1/V)

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

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

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

b) θ_0, φ_0 - равновесные углы $\vec{M}_0$ и/или $\vec{H} = 0$, 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 ось $Oz \parallel OAH$ (оси анизотропии), тогда для OAH/PAH с осью $\theta_0 = 0$, $\varphi_0 = \varphi_H$ в силу axial симметрии и $\frac{1}{M_s} M_z = \cos(\theta_0 - \theta_H)$

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

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

1) OAH, $\theta_0 = 0, \pi$. $\theta_0 = 0$, $\theta_H < \pi/2$; $\theta_0 = \pi$ и/или $\theta_H > \pi/2$, т.е. $\cos \theta_0 = \text{sign}(\cos \theta_H)$

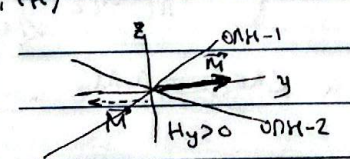
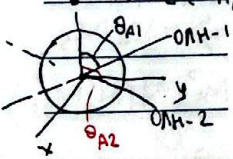
$$\begin{aligned} \frac{1}{M_s} \langle M_z \rangle &= \frac{1}{2} \int_0^{\pi/2} d\theta_H \sin \theta_H \text{sign}(\cos \theta_H) \cos \theta_H = \frac{1}{2} \int_0^{\pi/2} d\theta_H \sin \theta_H |\cos \theta_H| = \\ &= \int_0^{\pi/2} d\theta_H \sin \theta_H \cos \theta_H = \int_0^{\pi/2} d(\sin \theta_H) \sin \theta_H = \frac{1}{2} \sin^2 \theta_H \Big|_0^{\pi/2} = \frac{1}{2} \end{aligned}$$

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

Общая формула M_z twin-particle (рассчит из двух рассея с разными OAH)
 была замечена 1/V. $\vec{M}_1(\theta_1, \varphi_1)$, $\vec{M}_2(\theta_2, \varphi_2)$, $\vec{M}_0 = \frac{1}{2}(\vec{M}_1 + \vec{M}_2) = \nu_1 \vec{M}_1 + \nu_2 \vec{M}_2$

→ (I) Углы среднего объема 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 OAH-1, 2. Для определения $\theta_{A1} \neq \pi/4$

Равноб. углы без погр: $\theta_1 = \theta_2 = \frac{\pi}{2}$, $\varphi_1 = \varphi_2 = \pm \frac{\pi}{2}$

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

Sign H_z на выбор $\varphi_1 = \pi/2$ или $\varphi_1 = -\pi/2$ не влияет.

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

Date

Notes

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

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

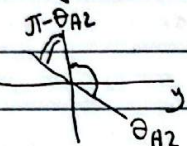
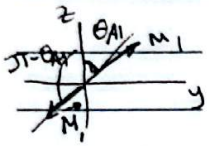
$\frac{1}{M_s} \langle M_z \rangle = 1/2$ в предельном случае обмена р. рассея, согласно 29/III.

II. В предельном случае обмена между рассеянными twin-particle M_1, M_2 и пол. осей аннизотропии, $ONH-1, ONH-2$ если

магнитосашины нет. Для ориентировки пусть $\theta_{A1} > \pi/4$. $\left(\begin{array}{l} \pi/4 < \theta_{A1} < \pi/2 \\ \pi/2 < \theta_{A2} < 3\pi/4 \end{array} \right)$

Равновес. углы без поля: $\theta_1 = \theta_{A1}; \theta_1 = \pi - \theta_{A1}; \theta_2 = \theta_{A2}; \theta_2 = \pi - \theta_{A2}$

$$\varphi_1 = \pi/2 \quad \varphi_1 = -\pi/2 \quad \varphi_2 = \pi/2 \quad \varphi_2 = -\pi/2, \quad \theta_{A2} = \pi - \theta_{A1}$$



Всего 4-е конфигурации. Состояние $\vec{M}_1, \vec{M}_2$ - см. Fig. 1/IV

$$\cos \theta_1 + \cos \theta_2 = \left| \begin{array}{l} \text{не } 0'' \\ \text{для конфигураций (2), (3)} \end{array} \right| = 2 \cos \theta_{A1} \operatorname{sign}(\cos \theta_H), \text{ но при}$$

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

$$[\cos(\varphi_1 - \varphi_H) \sin \theta_1 + \cos(\varphi_2 - \varphi_H) \sin \theta_2] = \sin \varphi_H \cdot 2 \sin \theta_{A1} \operatorname{sign}(\cos \theta_H) - \text{где (1), (4)}$$

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

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

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

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

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

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

Т.е. без магнитосашины: $\langle M_z \rangle = \frac{1}{2} M_0$, $M_0 = M_s \left\{ \begin{array}{l} \sin \theta_{A1} \\ \cos \theta_{A1} \end{array} \right\}$ как 1/V

Выбор M_0 - условен, где $\theta_{A1} > \pi/4$, $\text{предельное состояние рассея twin}$ $M_0 = M_s \sin \theta_{A1}$

$$\text{без магнитосашины, или на предельном моменте.} \quad \frac{1}{M_s} \langle M_z \rangle = \frac{1}{2} \sin \theta_{A1} \quad \text{Возьмем } \theta_{A1} = \pi/2 \quad \cos \theta_H \text{ и } \sin \theta_H \quad \langle M_z \rangle = 1/2 M_s$$

Т.е. quasi-ОДН где $\vec{M}_0$ ось $\theta_0 = \pi/2$ и $\langle M_z \rangle = \frac{1}{2} M_0$. $\vec{M}_0 = \frac{1}{2} (\vec{M}_1 + \vec{M}_2)$ ось $\varphi_0 = \pm \pi/2$

Если магнитосашины включены, то

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

Date

Notes

$$\frac{1}{M_s} M_{0z} = \frac{1}{2} \cos \theta_1 + \frac{1}{2} \cos \theta_2 = \frac{1}{2} M_{z1} + \frac{1}{2} M_{z2}$$

$$\frac{1}{M_s} M_{0x} = \frac{1}{2} \sin \theta_1 \cos \varphi_1 + \frac{1}{2} \sin \theta_2 \cos \varphi_2; \frac{1}{M_s} M_{0y} = \frac{1}{2} \sin \theta_1 \sin \varphi_1 + \frac{1}{2} \sin \theta_2 \sin \varphi_2$$

Найдем равнобедренные углы (θ_1, φ_1) , (θ_2, φ_2) без учета

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

$$\cos \gamma_1 = \cos(\hat{M}_1, \hat{O} \text{ЛН-1}) = \cos \theta_1 \cos \theta_{A1} + \cos(\varphi_1 - \varphi_{A1}) \sin \theta_1 \sin \theta_{A1}$$

$$W_m = \frac{\pi}{2} (M_{z1} - M_{z2})^2 + \frac{2\pi}{3} \left[\frac{1}{4} (M_{z1}^2 + M_{z2}^2) + M_{0x}^2 + M_{0y}^2 \right]$$

$$\frac{4}{M_s^2} (M_{0x}^2 + M_{0y}^2) = \sin^2 \theta_1 \cos^2 \varphi_1 + \sin^2 \theta_2 \cos^2 \varphi_2 + 2 \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos \varphi_1 \cos \varphi_2 +$$

$$+ \sin^2 \theta_1 \sin^2 \varphi_1 + \sin^2 \theta_2 \sin^2 \varphi_2 + 2 \sin \theta_1 \sin \theta_2 \sin \varphi_1 \sin \varphi_2 =$$

$$= \sin^2 \theta_1 + \sin^2 \theta_2 + 2 \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)$$

Из W_A найдем значения от φ_1, φ_2 :

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

$$\left. + \sin^2 \theta_2 \sin^2 \theta_{A2} \cos^2(\varphi_2 - \varphi_{A2}) + 2 \sin \theta_2 \cos \theta_2 \sin \theta_{A2} \cos \theta_{A2} \cos(\varphi_2 - \varphi_{A2}) \right]$$

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

$$W(\theta_1, \varphi_1, \theta_2, \varphi_2) = (\text{значение } W_A \text{ по } \varphi_1, \varphi_2) - \frac{|K|}{2} \left[\sin^2 \theta_1 \cos^2(\varphi_1 - \varphi_{A1}) + \sin^2 \theta_2 \cos^2(\varphi_2 - \varphi_{A2}) \right] +$$

$$+ \frac{2\pi}{3} \frac{M_s^2}{2} \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)$$

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

Если $\sin \theta_1 \sin \theta_2 > 0$, то $|K|$ положительное, то $\varphi_1 - \varphi_2 = \pi$, $\left\{ \begin{array}{l} \varphi_1 = \pi/2, \varphi_2 = -\pi/2 \\ \varphi_1 = -\pi/2, \varphi_2 = \pi/2 \end{array} \right.$
 ①④ — нет

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

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

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

т.е. орда экстремумов ② и ③ конкурируют с 1/√.

В этом случае $M_{0z} = \frac{M_s}{2} [\cos \theta_1 + \cos \theta_2]$, $M_{0x} = 0$, $M_{0y} = \frac{M_s}{2} [\sin \theta_1 \sin \varphi_1 + \sin \theta_2 \sin \varphi_2]$

т.е. $\vec{M}_0$ в плоск. YOZ. В W_A нечетность, $\theta_{A1} \neq \pi/2$, $\theta_{A2} \neq \pi/2$ и найдем экстрем.

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

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 на осей: а) $\varphi_1 = \pi/2, \varphi_2 = -\pi/2$; б) $\varphi_1 = -\pi/2, \varphi_2 = \pi/2$

$$W_m = \frac{\pi}{2} M_s^2 (\cos \theta_1 - \cos \theta_2)^2 + \frac{2\pi}{3} \frac{1}{4} M_s^2 (\cos \theta_1 + \cos \theta_2)^2 +$$

$$+ \frac{2\pi}{3} \frac{M_s^2}{4} [\sin^2 \theta_1 + \sin^2 \theta_2 - 2 \sin \theta_1 \sin \theta_2] \text{ надо минимиз по } \varphi_{1,2}$$

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

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

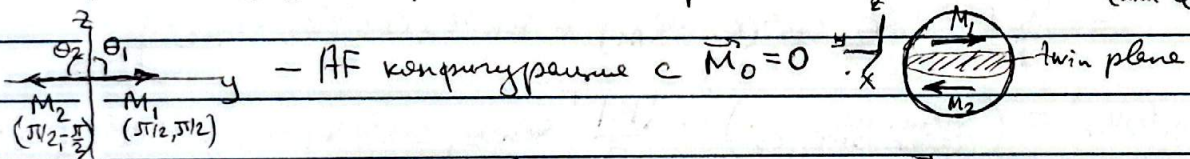
$$= \frac{\pi}{2} M_s^2 (\cos \theta_1 - \cos \theta_2)^2 + \frac{\pi}{3} M_s^2 \cos(\theta_1 + \theta_2) + C$$

$$W_A(\theta_1, \theta_2) = -\frac{1}{2} |K| [\sin^2 \theta_{A1} (\sin^2 \theta_1 + \sin^2 \theta_2) + \dots] = \left| \varphi_1 = \frac{\pi}{2}, \varphi_2 = -\pi/2 \right| =$$

$$= -\frac{1}{2} |K| [\cos^2(\theta_1 - \theta_{A1}) + \cos^2(\theta_2 - \theta_{A1})] = \left| \theta_{A2} = \pi - \theta_{A1} \right| =$$

$$= -\frac{1}{2} |K| [\cos^2(\theta_1 - \theta_{A1}) + \cos^2(\theta_2 - \theta_{A1})]$$

Еще раз, если W_m то еще мин при $\theta_1 = \pi/2, \theta_2 = \pi/2$ и $\varphi_1 = \pi/2, \varphi_2 = -\pi/2$
 (или $\varphi_1 = -\pi/2, \varphi_2 = \pi/2$)



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

$$+ \frac{\pi}{3} M_s^2 \cos(\theta_1 + \theta_2)$$

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

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

Решение $\theta_1 = \theta_2 = \theta_e$: $\frac{1}{2} |K| \sin 2(\theta_e - \theta_{A1}) - \frac{\pi}{3} M_s^2 \sin 2\theta_e = 0$
 $\varphi_1 = \pi/2, \varphi_2 = -\pi/2$. $|K| [\sin 2\theta_e \cos 2\theta_{A1} - \cos 2\theta_e \sin 2\theta_{A1}] - K_M \sin 2\theta_e = 0$
 $\sin 2\theta_e [|K| \cos 2\theta_{A1} - K_M] - |K| \sin 2\theta_{A1} \cos 2\theta_e = 0$
 $\tan 2\theta_e = \frac{|K| \sin 2\theta_{A1}}{|K| \cos 2\theta_{A1} - K_M}$, $\theta_e > \theta_{A1}$, $K_M = \frac{25\pi}{2} M_s^2$ згед.

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

$$W(\theta) = -|K| \cos^2(\theta - \theta_{A1}) + \frac{K_M}{2} \cos 2\theta = -|K_{eff}| \cos^2(\theta - \theta_{Aeff})$$

$\theta_1 = \theta_2 = \theta$

$$|K_{eff}| = \sqrt{(|K| \cos 2\theta_{A1} - K_M)^2 + K^2 \sin^2 2\theta_{A1}} \text{ так } 2\theta/\pi, \text{ но } K_M - \text{гиге.}$$

Date 3/V Notes

Магнитосистема выделит
(2)-(5) конфигурациям,
сумма выводов

Получим экстр. ОН ангуляционно. Min W при $\theta = \theta_e = \theta_{Aef}$. $\equiv$

Тогда $\theta_1 = \theta_e, \varphi_1 = \pi/2$; $\theta_2 = \theta_e, \varphi_2 = -\pi/2$ - контр. (2) от 1/2

Поэтому в расчёте от 2/2 где (2)-(3) можем просто $\theta_{A1} \rightarrow \theta_{Aef}$
в $\langle M_z \rangle$. Получим $\left(\frac{1}{M_s} \langle M_z \rangle \right) = \frac{1}{2} \cos \theta_{Aef} = \frac{1}{2} \cos \theta_e$

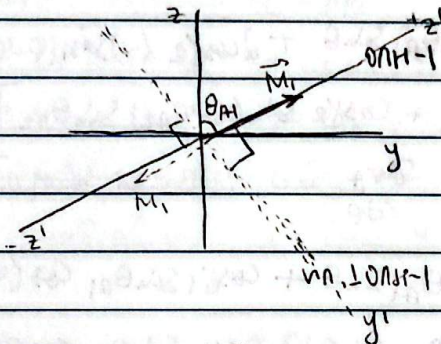
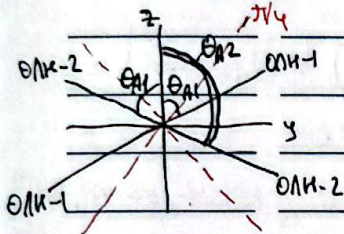
предела слабого обмена
расеивания
лучше $\langle M_z \rangle = \frac{1}{2} M_0, M_0 =$
где $\theta_e = 0$

→ Проверим расчёт $\langle M_z \rangle$ где предела слабого обмена от 2/2.
Магнитосистему не учитываем.

при угле
магнитосистемы

При вращении поле $\vec{H}(\theta_H, \varphi_H)$ редуцируется одно из выводов.
состоянии (1)(2)(3)(4) от 1/2.

$$\vec{M} \cdot \vec{n}_H = \frac{1}{2} [\vec{M}_1 \cdot \vec{n}_H + \vec{M}_2 \cdot \vec{n}_H] = \frac{M_s}{2} [\cos \theta_1 + \cos \theta_2] \cos \theta_H + \frac{M_s}{2} [\cos(\varphi_1 - \varphi_H) \sin \theta_1 + \cos(\varphi_2 - \varphi_H) \sin \theta_2] \sin \theta_H$$



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

$$\vec{M}_1 \parallel OZ' \text{ при } H_{z'} > 0$$

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

Курс. миним. перемагничивания
с $M_{z'} > 0$ на $M_{z'} < 0$ если $H_{z'} = 0$

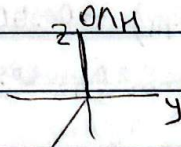
$$H_y = \sin \theta_H \sin \varphi_H$$

$$H_z = \cos \theta_H$$

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

$$\text{Легче разрешить экв. } \varphi_H: \sin \varphi_H^c = -\cotg \theta_H \cotg \theta_{A1}$$

Для простоты ОН || ОЗ



$$M_z = \vec{M}_0 \cdot \frac{\vec{H}}{H}, \vec{M}_0 = \vec{M} (H \rightarrow 0) - \text{равно-}$$

весное при $H=0$.

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

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

$\varphi_1 = \pm \pi/2$ в силу $\theta_{H1} \in \pi/2$. Для $M_{z'} > 0, H_{z'} > 0$ выберем $\varphi_1 = \pi/2$ и

$$\theta_1 = \theta_{A1}. \quad \langle M_z \rangle = \frac{1}{2\pi} \int d\theta_H \sin \theta_H \int d\varphi_H M_z(\theta_H, \varphi_H) =$$

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

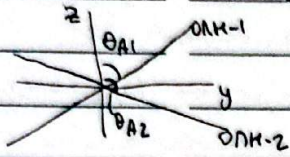
просто:
 $M_z^y = \frac{1}{2} M_{z1}^y + \frac{1}{2} M_{z2}^y$
 $M_{z1}^y = \frac{1}{2} M_s \sin \theta_{A1}$
 $M_{z2}^y = \frac{1}{2} M_s \sin \theta_{A1}$

Упрощение по области $H_{z'} > 0$ произведено - вернемся к результату
2/2: $\langle M_z \rangle = \frac{1}{2} M_0, M_0 = M_s \sin \theta_{A1}$ или $M_0 = M_s \cos \theta_{A1}$ - quasi-ОН случай
где M_0 .

Date 4/IV Notes

Синуси одмен. Проблема

→ Случаи синона одмена на векторна twin. Проблема.



Направленост OA1-1: $\theta_{A1}, \varphi_{A1} = \pi/2$ или $\pi - \theta_{A1}, \varphi_{A1} = -\pi/2$

Направленост OA1-2: $\theta_{A2} = \pi - \theta_{A1}, \varphi_{A2} = \pi/2$ или $\theta_{A1}, \varphi_{A2} = -\pi/2$

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

$$\cos \gamma_1 = \cos(\vec{n} \cdot \vec{OA1}) = \cos \theta \cos \theta_{A1} + \cos(\varphi - \varphi_{A1}) \sin \theta \sin \theta_{A1}$$

$$\cos \gamma_2 = \cos(\vec{n} \cdot \vec{OA2}) = \cos \theta \cos \theta_{A2} + \cos(\varphi - \varphi_{A2}) \sin \theta \sin \theta_{A2}$$

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

$$= \begin{cases} \cos^2 \theta_{A2} = \cos^2 \theta_{A1}, \sin 2\theta_{A2} = \pm \sin 2\theta_{A1} \\ \sin^2 \theta_{A2} = \sin^2 \theta_{A1}, \cos^2(\varphi - \varphi_{A2}) = \sin^2 \varphi \end{cases}$$

$$\frac{\partial W_A}{\partial \varphi} = -\frac{|K|}{2} \left[2 \cos \gamma_1 (-\sin(\varphi - \varphi_{A1})) \sin \theta_{A1} \sin \theta + 2 \cos \gamma_2 (-\sin(\varphi - \varphi_{A2})) \sin \theta_{A2} \sin \theta \right] = \\ = |K| \sin \theta \left[\cos \gamma_1 \sin(\varphi - \varphi_{A1}) \sin \theta_{A1} + \cos \gamma_2 \sin(\varphi - \varphi_{A2}) \sin \theta_{A2} \right] = 0$$

Видно, что $\varphi_0 = \pm \pi/2$ годно. $\frac{\partial W_A}{\partial \varphi} = 0$. Проверим экстремум значения θ .

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

$$\left(\frac{\partial^2 W_A}{\partial \varphi^2} \right)_{\varphi = \pm \pi/2} = |K| \sin \theta \left[\cos \gamma_1 \sin \theta_{A1} \cos(\varphi - \varphi_{A1}) + \cos \gamma_2 \sin \theta_{A2} \cos(\varphi - \varphi_{A2}) \right] = \\ = |K| \sin \theta \left[\cos \theta \cos \theta_{A1} \sin \theta_{A1} \cos(\varphi - \varphi_{A1}) + \cos \theta \cos \theta_{A2} \sin \theta_{A2} \cos(\varphi - \varphi_{A2}) + \right. \\ \left. + \sin \theta \sin^2 \theta_{A1} \cos^2(\varphi - \varphi_{A1}) + \sin \theta \sin^2 \theta_{A2} \cos^2(\varphi - \varphi_{A2}) \right] = \\ = |K| \sin \theta \left[2 \sin^2 \theta_{A1} \sin \theta + \frac{1}{2} \cos \theta \left(\sin 2\theta_{A1} \cos(\varphi - \varphi_{A1}) + \sin 2\theta_{A2} \cos(\varphi - \varphi_{A2}) \right) \right]$$

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

Для проверки (экстремума) применим OA1-1: $\theta_{A1}, \varphi_{A1} = \pi/2$ и OA1-2: $\pi - \theta_{A1}, \varphi_{A2} = \pi/2$ и направленост $\vec{n}$ номер δ вектора. или $\sin \theta_{A1} = 0$. OA1.

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

→ $\varphi_0 = \pm \pi/2$ годно. min $W(\theta, \varphi)$.

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

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

Date

Notes

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

т.е. при $\varphi = 0, \pm\pi$ максимум. $\max W_A(\theta, \varphi)$.

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

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

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

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

откуда $\theta_0 = \pm \pi/2$, $\theta_0 > 0 \rightarrow \theta_0 = \pi/2$.

Равновесные углы $\vec{M}(\theta_0, \varphi_0)$ следующие: 1) $\theta_0 = \pi/2, \varphi_0 = \pi/2$; 2) $\theta_0 = \pi/2, \varphi_0 = -\pi/2$,

т.е. quasi-ОПН || Oy. Это совп. с 2/IV и 29/III — бульог: 2/IV верно.

Две симметричные конформации без $\varphi \Rightarrow$, тогда как для two-particle в упорядоченном сред. объема их было 4-е ($\vec{M}_1, \vec{M}_2$ были попарно ОПН).

6/IV Намечание Abstract no RPT.

Намечание proposal no SW bureau (of) в терм. упр. ML в оловке.
(Все с О. Мухомов). Дискуссия с Roy, Klemmer, Olex о Mz — two RPT.

7/IV — Ответ за 24/IV — 7/IV. Семинар Добровинского по "Multiscale modeling"
- 8/IV (поговорил с ним о дискуссионных вопросах, центрах nucleation и атомной
и молекулярной структуре, когда координаты точек SW известны).

Дискуссия с ним о моих и его работах. Поговорил с организатором
этой школы группы на Theory-group seminar (основ. часть, SW-strips
and vortex dynamics) и группа с Olexan по SW-части в heads.

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

→ Добровинский описал non-linear reversal mode в ∞ -уменьшение (или увеличение,
но $c K_u \gg 2\pi M_s^2$) при $R > R_c$. $m(z, \rho) \sim \frac{1}{ch^2(z/\epsilon)} f(\rho)$, $\epsilon = (1 - H/H_c)$,
 H_c — поле "curling" reversal Ахатони.

Рассел аналогичен, но не обязательно $\epsilon \ll 1$.

Reversal through uniform reversal-nucleation field) описывается

как $m(z) \sim \frac{1}{ch^2(z/\epsilon)}$ и уже известно.

Date

Notes

9/V

• Встреча на семинаре of Theory group:

- 1) outline of my research at Seagate and my publications
- 2) SW & stripes, boundary conditions;
- 3) Vortex dynamics, translational and radial modes

• Дискуссия на семинаре о chaotic oscillations SW на GMR heads: normally SW & perpendicular (rectangular, ML) layers и как можно изменить ab-initio parameters by these.

Дискуссия с Оксаной и Олегом о chaotic oscillations thermal fluctuations и о параметрах - Casanova.

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

• Дискуссия с Олегом о том, что такое "SW-noise"

и почему в реальных системах (напр. J-interlayer Fe/Cu/Fe) и зависимость $\omega(H, \vec{r})$ of double-layer film и почему J и магнитострикция, и почему pinning игнорируют (судя по).

10/IV

Нормальные моды SW & движение $m_n(\vec{r}, t) \rightarrow m_n(\vec{r}, \omega)$

n - номер моды, $n \rightarrow \vec{r}$ где модные элементы, судя с размерами $L \ll W$.

Мод-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. корр.

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

примечание,
указан. на
свойство Эрмита

$S_m(\omega) = \int d^3\vec{r} \langle \sum_n C_n(\omega) m_n(\vec{r}) \sum_{n'} C_{n'}^*(\omega) m_{n'}^*(\vec{r}) \rangle =$

$= \langle \sum_{nn'} C_n C_{n'}^* \int d^3\vec{r} m_n(\vec{r}) m_{n'}^*(\vec{r}) \rangle = \left| \int d^3\vec{r} m_n m_{n'}^* = \delta_{nn'} \text{ где норм. моды} \right| =$

$= \langle \sum_n C_n C_n^* \delta_{nn} \rangle = \sum_n \langle |C_n(\omega)|^2 \rangle$ - какое здесь T-значение?

В канон. расходе $\langle \dots \rangle_T = \frac{1}{Z} \text{Sp} (e^{-\beta H} \dots)$ и

не надо успешно забыть температурный в уравнении
зависимости как флуктуационное поле

• Обсуждение работы SW & влияние сфер (мало анализировано) с дискуссией
интервью (recent PRB-paper). Дискуссия с Оксаной и Roy о
негосударств. и референ. свойствах "SW-noise" - Safonov. Хорошо известно о A. Rabe
и damping.

Date 13/V Notes

Cgenaro go ordezga b ANL 20/V :

- 1) namcaso chov bepcuo obovob Referee C u yuytuno text of SW-Stripes paper
- 2) Namcaso Resume no masi padre b Seagate za Nov. 19-May, 2002 gne M. Kryder u orgabo Roy buec c updated CV.
- 3) Cgenaro nocneg. pegamno Abstracts na Pitts. Conf. no Fept' u "Vortex-Static" u vpeccabuo ux to Conf. - site " (MORRIS Charlotte)"
- 4) Max vpeccabuo c Ocanai no cpebuenno SW cnektob b Co-Chain u vpeccabuo eei u Roy ugen m. reversal by vortex movement (rev. time)
- 5) Yagreb b IRS o ITIN's gna A. A. u znoamuo gencopamuo
- 6) Gus. Lax PRHS 110 (1966) nocm. padre na SW b glyxci. nemeax c yreom In namnocamuo (9") u oemni noxog k emcemo noise rapoz SW modes (eigenfunctions)
- 7) Namcaso Referee Reports na 2 JMMM papers and 1 JAP (vortex)
- 8) Otter za 2 kogen: ω_k - urom u $\langle n_k \rangle \sim 1/[e^{\omega_k/T} - 1]$, $F_k = \omega_k \langle n_k \rangle = kT$, $T \gg \omega_k$. (FMR-paper - 9/10)

Ducyccu c Tamara, Rene and Roy o SW b soxsoym FeNi elements. noxobuo nouyo bepcuo SW-Red. FeNi paper u ager ee Roy.

Pozocua bozom. co-authors file of SW FeNi rectan. paper (Shingo oemua yotomuo res. uera) - Gafam, PRB version.

Pacmerasa u karan Zmabo Seattle-MMM papers.

Vpeccabuo/cpebuenba a Ocanai SW racom chain. Moa SW racom (analytic) oemuaotuo ot ee numerical racom b 2.2-2.6 pag. Oua namca y cea emmni mnomuo "2", no e vporpamni padreuo negomtuob, no boxpozoboz paper PRB 65, 184428 (2002).

14/V Pacmerasa u oemne nobuo papers - MMM-Seattle Conf., b racomuo by N. Smith, Omdajela, Pearson, Ross etc.

Ducyccu c Ocanai u Roy o cuocox emcemo damping, thermal fluctuations of $\vec{M}$ u uyma (cpebuenba padre Smith, Safonov and Chantrell - Chubyskalo). Tu. boxpoz: bozpozoboz repumem u. oemni uo noxomuo nox (SW) emcemo.

Date

Notes

15/V

Написание своего Resume (написать
на английском) give Chantrell → Kryder.

Время последних работ по маг.

→ Сравнение μ_{SW} of chain с Oksan
и. Сравнение μ_{SW} с μ_{chain} . Intens

SW $\mu_{chain} \sim \frac{1}{[e^{\omega_k/T} - 1]}$ хорошо совп
падает с теор. расчетами (проверено 200

носм. (поиск новых)

1) JAP, 1984, 35, 1, 159.

2) — — — — —, p. 167.

3) JAP, 1983, 34(4), 1298

4) JAP, 1983, 54(3), 1613

5) PTT, 1988, 10(4), 1006.

(52, 2267 (1988))

16/V

Восхождение Oksan на local семинара по маг.

damping and thermal fluctuations descriptions.

Обсуждение с Oksan и Roy. Обсуждение с Roy о

критерии Parker'а и модели SW-теории. PRL - paper с эксперимен-
тальными и теоретическими результатами (запрос, чтобы ему выслать
благодарность, а в самый раз не совсем, она могла быть
написана и 30 лет назад).

Управление своим CV и подготовка Resume.

Написание Abstract на Pitts. Conf. по "Vortex Dynamics".

17/V

Написание Abstract по "Vortex Dynamics"

Обсуждение о SW-Ferri elements с Roy. Написание
updated versions of CV и Resume give Kryder.

Отчет за 8-20/V:

1) работ. группа и восхождение на сем. Theor. gr. (наш совет
и проект по noise - SW)

2) Углубленные расчеты на основе разложения μ_{SW} в k -представлении (написано
по системе нормальных SW мод в k -представлении (написано
мод))

3) Сравнение наших аналит. расчетов SW с данными с Oksan
и Roy. (сравно), вычисление ω_k и интенсив. $I(\omega_k)$

4) Обсуждение о маг. noise с Oksan, Roy, Rebei

5) Обсуждение о SW-Ferri elem. с Tamara, Rene, Roy

Date Notes

20/V Hozrobocka nsezgka b ANL. Orer za 8-20/V.

Referree report to JMMM o FMR - Japanese paper.

→ 20-27/V nsezgka b ANL (Chicago).

Hannan u nsezgka Abstracts na Pitts. Conf.:

1) Vortex dynamics - theory (c Novosad, Scholz, Grimsditch)

2) M. reversal in m. coupled array of square dots (Nov. Grims. Bader)

Hozgblunym c B. Kobocag "Vortex dynamics" paper (Eqs, Figs).

Pozdop craci B. Ivanov na V. dynamics u Ounadjela no

Coupled dots - Hannan.

28/V Hannan. Hannan Eqs b "vortex dynamics" paper.

Hozgblunym u nsezgka Hannan.

(Hannan nsezgka nsezgka "vortex" gne gneup. u gne-pacera, ugov-vortex gneup bannogae, oboeno u m L & Lex.)

Hannan vortex b gneupenem pacera (Chikazumi/Hoffman/Lazars)

$$\frac{1}{d} E_{tot} = \frac{1}{d} E_{ex} = \left(\frac{R_0}{R}\right)^2 \left[\ln \frac{R}{a} + \gamma \right] = \left(\frac{R_0}{R}\right)^2 \ln \left(\frac{e^\gamma R}{a} \right) \quad \text{gne u nsezgka keyd. pemeu c nsezgka "a" (E_m = 0)}$$

$$\text{Dne vortex goba } \frac{1}{d} E_{ex} = \left(\frac{R_0}{R}\right)^2 \left[2 + \ln \frac{R}{b} \right] = \left(\frac{R_0}{R}\right)^2 \ln \left(\frac{e^2 R}{b} \right)$$

$$\frac{R}{b} \approx \frac{R}{L_{ex}} = \frac{R}{a} (L_{ex})^{-1}, \quad e^\gamma = 1.78 \gg \frac{e^2}{(L_{ex}/a)} \approx 0.12 - 0.13, \quad \text{gne } L_{ex} \approx 18 \text{ nm}, a \approx 0.3 \text{ nm}$$

Hozgblunym $E_{ex}^{discr} > E_{ex}^{us}$, no y vortex goba ebo ene E_m uz-za "core".

$$\frac{1}{d} W_{tot}^{us} = \left(\frac{R_0}{R}\right)^2 \left[3 - \ln \left(\frac{3}{2} \frac{R_0}{R} \right) \right] = \left(\frac{R_0}{R}\right)^2 \ln \left(\frac{e^3 R}{\frac{3}{2} R_0} \right), \quad \text{gne } L \ll R_0, \quad \frac{3}{2} = 0.591.$$

u ne zabucor or L.

$$\text{Gneupenem apnyuenem ln(...): } \frac{e^3 R}{\frac{3}{2} L_{ex}} = \frac{e^3 R}{\frac{3}{2} a} \frac{1}{(L_{ex}/a)} = \frac{34}{(L_{ex}/a)} \frac{R}{a} \approx 1.78 \frac{R}{a} \quad (e^\gamma = 1.78)$$

$$\text{Tuner, } \frac{L_{ex}}{a} = \frac{18 \text{ nm}}{0.3 \text{ nm}} \approx 60 \quad \text{u} \quad \frac{e^3 R}{\frac{3}{2} R_0} \approx \frac{34 R}{60 a} \approx (0.5 \div 0.6) \frac{R}{a}, \quad \text{T. e.}$$

na nsezgka nsezgka vortex goba nsezgka E_{tot} - vortexa gneupenem pacera u m $L \ll R_0$.

$$\text{Ene } L \gg R_0, \text{ to } \frac{1}{d} W_{tot}^{us} = \left(\frac{R_0}{R}\right)^2 \left[\frac{7}{3} - \ln \left(\frac{3}{2} \frac{R_0}{R} \right) \right] = \left(\frac{R_0}{R}\right)^2 \ln \left(\frac{e^{7/3} R}{\frac{3}{2} \frac{R_0}{R}} \right), \quad \frac{3}{2} = 0.684.$$

$$\frac{e^{7/3} R}{\frac{3}{2} \frac{R_0}{R}} = \frac{e^{7/3}}{\frac{3}{2}} \left(\frac{R}{R_0} \right) \left(\frac{R_0}{L} \right)^{1/3} = 15 \frac{1}{(L_{ex}/a)} \left(\frac{L_{ex}}{L} \right)^{1/3} \left(\frac{R}{a} \right) \approx \frac{1}{4} \left(\frac{L_{ex}}{L} \right)^{1/3} \left(\frac{R}{a} \right) - \text{bugno, to u m } L \gg L_{ex}$$

$$(T. L_{ex}/a \approx 60)$$

$$W_{tot}^{us} < E_{tot}^{discr}.$$

Date

29/V

Notes

Plan paper na Summerville vprema (an. man 1/IV):

PRL/PRB

1) Other References and letter to Editor no SW-wires-PRL paper

2) SW-PRB paper co Cribbman

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

Fluct.-APL

4) SW b ukraine csep/unsungrob gne Oka. u Roy, w_k , $I(w_k)$, Solitons

RPT

5) Paper Mz & csepur. Tacanue with twin $c \sim 4 \mu m$ u osmenon

SW-PRL/PRB

6) Paper no osmenonno Kerr - exp. by Tamara - Crawford

na se

7) SW b glyxka. unene (jun.-osmenonno), yder J_{12} , $w_k \rightarrow$ ungn b head

8) Vortex dynamics paper (c Scholz, Hobocag) - Eqs, Figs.

9) osmenonno FMR Эки. Глба на un. gotex, uniaxial, 4-fold an's.

10) $M(H)$, M_z , H_c of 2D reccaron arrays of RPT 2/anyu, induced K_1

11) PRL - comment u paper by d'Albuquerque e Castro (Hobocag)

12) Ref. reports no JAP - paper (vortex) u JMMM - paper (SW)

13) vognosb na pub. approval Abstracts of Pitts. Conf.: 1) v. statics; 2) v. dynamics

go 8/VII

14) vognosb Abstracts to MMM - Tampa (Cribb, Crawford, Oucana)

15) Pagnosb Cond-mat-aprux paper by Ivenon: 2p. ycsobue u $w(R) \rightarrow 0$

16) Mas yponu osmenonno SW/exp. - inductive na $15 \times 5 \mu m$ rectangular and cylindrical dots (Crawford-Patneri)

go 13/VII

17) vognosb SW-chain gounag gne Seagate Model. Meeting

Tex. gena:

1) Duvaca bills (vb., rep. TV, electz.)

2) Green Card application

3) Travels to Japan/Korea (neron) u MMM - Tampa (Nov.)

Do 20/VII

4) Derapenue o goxogay 20 2001 (ITIN A. u A.) - Federal Tax

un 15/VIII?

5) vepobcon glon na savings account

6) Nopa cgaro na US - upaba

7) Pomenes Opa Suer na 7/17

Date

Notes

29/V

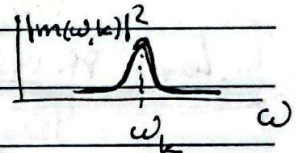
Hamcane PRL-Comments & MPD - PRL paper by d'Albuquerque
Pameraska u nprosmot recent JMMM - papers u b zacin,
JMMM-Taiwan Magn. Conference. Ref. report in JAP-Piloni paper.

30/V

Roy nymau Fig. otkryga chetver, 200 SH-mix
intensity $I(\omega_k) = |m(\omega, k)|^2 \sim \frac{1}{\omega_k^2}$.

Pakume a gymau, 200 $|m(\omega, k)|^2 \sim \langle b_k^+ b_k \rangle_T = \langle n_k \rangle_T \sim \frac{1}{e^{\omega_k/T} - 1}$,
200 gas $I(\omega_k) \sim \frac{1}{e^{\omega_k/T} - 1} \sim \frac{T}{\omega_k}$.

Oscana onpegnima $I(\omega_k) = \max_{\omega=\omega_k} |m(\omega, k)|^2$



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

(uolpen. pymanua.)

Kame zhebo kamovensy m_k ? $\langle m_y(\omega) m_y^*(\omega) \rangle$ u $\langle m^+(\omega) m^-(\omega) \rangle$ barneles
no paznany.

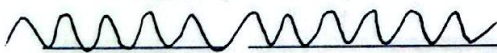
$$S_m(\omega) \sim \left(\coth \frac{\omega}{T} \right) f''(\omega) \approx \frac{T}{\omega} f''(\omega)$$

$$\text{Nostony} \quad \langle |m(\omega, k)|^2 \rangle_T \sim \frac{T}{\omega_k} f''(\omega_k), \quad \frac{1}{A} f(\omega) = \frac{1}{\omega - \omega_k + i\Gamma_k} = \frac{(\omega - \omega_k) - i\Gamma_k}{(\omega - \omega_k)^2 + \Gamma_k^2}$$

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

u esu zarykame namona ω_k $\Gamma_k \sim \omega_k$ (kame b yp. n.n. um LLG), 20

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



→ Osmegma Anubudy - Kuzpoeby nerovnosu b.ux paper JMMM 241 - Pm(2).

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

→ Sonali talk in MC calculations of T_c and magnetization
fluctuations (logues paizendepaa c gpus. knaccr. cunnen u uniaxial anisotropy)

→ T. Grawford u intern - Pathwarri npegnonem une otkryga
ux zkan. data (inductive measurements) na rectangular and cylindrical
dots (15um x 5um in-plane size). B zacinom paznue nobegima umu
 $\omega^2 = f(H) \subset$ gnevomemem paznuepa gne  u  (gne rect. umu paznue
a gne umu paznuepa gne
c 2 + um u f).

Npegnonem to submit joint paper to MMM-Tampa.

Date

Notes

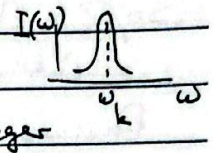
2/VI

Buzur to (NU Library, Bzen (N.A.-T.S, Kurose, Nebur, Kydo u Lax). B Seagate Library Bzen Arzken, Hubert.

Numer. Recipes and Spin Dynamics (Cairac y Grawford).

3/VI

Blogen cegye Okane unencubno SW-(nyne) un SW-onuka van

$I(\omega) = |m_y(\omega, k)|^2$, torge buca $I(\omega)$ 
una unencubno u $\omega = \omega_k$ (ω_k - racosa SW uogru) dyger

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

M. Lax. PR 145, 110 (1966).

$$\vec{a} = (a_1, a_2, \dots)$$

YD

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

Ue $\langle \dots \rangle$ - qreue no ancaudo perebyapob.

Perebyap uomet dno uncaudo uz YD $\langle a_{\mu} \rangle$ ocaudua uone cea cybu racosa u dissipation. No ecm xocuu pacuu. nyne que $\langle a_{\mu} \rangle(t)$, ro nego ocaudua ucauduu nyne $F_{\mu}(\vec{a}, t)$ uz-ja perebyapa.

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

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

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

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

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

$\Delta t \rightarrow 0$

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

$$\text{uozp. quppygan, ancaudua } 2D = \frac{\langle [x(t) - x(0)]^2 \rangle}{t} = \frac{\langle \Delta x^2 \rangle}{t}$$

Paccu.

$$a_{\mu}(t+\Delta t) a_{\nu}(t+\Delta t) - a_{\mu}(t) a_{\nu}(t) = \Delta a_{\mu} \Delta a_{\nu} + \Delta a_{\mu} a_{\nu} + a_{\mu} \Delta a_{\nu}$$

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

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

Date

Notes

$$+ \langle [A_\mu + F_\mu(t)] a_\nu \rangle + \langle a_\mu [A_\nu + F_\nu(t)] \rangle, \quad \langle F_\nu(t) a_\mu(s) \rangle = 0 \text{ w/m } t > s.$$

$$F_\mu(t) \text{ depends w/m } t \rightarrow t+0, \text{ t.k. } \Delta a_\mu = A_\mu \Delta t + \int_t^{t+\Delta t} ds F_\mu(s)$$

$$\frac{d\langle a_\mu(t) a_\nu(t) \rangle}{dt} = 2\langle D_{\mu\nu}(t) \rangle + \langle A_\mu a_\nu \rangle + \langle a_\mu A_\nu \rangle, \text{ two nonvanishing terms}$$

$$2\langle D_{\mu\nu}(t) \rangle = \frac{d}{dt} \langle a_\mu(t) a_\nu(t) \rangle - \langle A_\mu a_\nu \rangle - \langle a_\mu A_\nu \rangle - \text{const. depending on}$$

refers precisely to one-particle currents q_μ .

$$\text{Curly. current } F_\mu(t) \text{ independent: } \langle F_\mu(t) \rangle = 0, \quad \langle F_\mu(t) F_\nu(u) \rangle = 2\langle D_{\mu\nu} \rangle \delta(t-u)$$

refers to equilibrium equilibrium currents.

In stationary (steady) equilibrium currents $\frac{d\langle \dots \rangle}{dt} = 0$ and

$$2\langle D_{\mu\nu} \rangle = -\langle A_\mu a_\nu \rangle - \langle a_\mu A_\nu \rangle - \text{const. dimensionless.}$$

Example. Harmonic oscillator.

$$\hat{H} = \hbar\omega_c b^\dagger b, \quad \hat{V} = i\hbar(b^\dagger g - bg^\dagger) - \text{bosonization reservoir.}$$

W/meneme eduno neregga gaer yd que operador $\hat{M}$ (unphysical):

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

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

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

Let $\hat{M} = b, b^\dagger$ and $b^\dagger b$, so

$$(1) \quad \frac{\partial \langle b \rangle}{\partial t} = -(\omega_c + \frac{1}{2}\gamma) \langle b \rangle, \quad \frac{\partial \langle b^\dagger \rangle}{\partial t} = (\omega_c - \frac{1}{2}\gamma) \langle b^\dagger \rangle \quad (1')$$

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

T.e. damping $\frac{1}{2}\gamma = \text{Re}(\alpha - \beta)$, curly reason $\Delta\omega = -\text{Im}(\alpha - \beta)$, все это w/m $\omega = \omega_0$.

$$S_z = S - b^\dagger b, \quad \langle S_z \rangle = S - \langle b^\dagger b \rangle \text{ sp. (2) eq}$$

$$\frac{\partial \langle S_z \rangle}{\partial t} = -\gamma [\langle S_z \rangle - \langle S_z \rangle_0] = -\frac{1}{T_1} [\langle S_z \rangle - \langle S_z \rangle_0] - \text{sp. flux.}$$

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

т.е. damping η " great квантовое
 $b^+ \sim S^-$ и $b^- \sim S^+$ оговорено
 larger κ damping $\langle b^+ b^+ \rangle \sim S^2$, т.е.
 two non-equilibrium damping $\gamma \sim \frac{1}{T_2}$ неограничен,
 если $\frac{1}{T_1} (!)$
 и $\frac{1}{2}$ не компенсируется.

Date _____ Notes _____

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

гп. (1) гас $\frac{\partial \langle S^+ \rangle}{\partial t} = -i\omega_0 \langle S^+ \rangle - \frac{1}{2}\gamma \langle S^+ \rangle \quad \frac{\partial \langle S^- \rangle}{\partial t} = i\omega_0 \langle S^- \rangle - \frac{1}{2}\gamma \langle S^- \rangle -$

уравнение Блоха $\frac{1}{2}\gamma = \frac{1}{T_2}$. т.е. $\frac{1}{T_1} = \frac{\gamma}{2}$.

no answer. $\frac{1}{2}\gamma = \text{Re}(\alpha - \beta) = \text{Re} \int_0^\infty dt \langle g(0)g^+(t) - g^+(t)g(0) \rangle e^{-i\omega_c t} = \text{Re} \int_0^\infty dt e^{-i\omega_c t} \langle [g(0), g^+(t)] \rangle$

- ответственный Кор. гомогенного оператора резервуара на расходе осциллятора

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

где $\hat{R}$ - коммутирующий резервуара, $\langle \dots \rangle$ усреднение по ансамблю резервуара.

→ без усреднения гп (1) - (2)

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

где аналогично $\langle f^+(t)f(u) \rangle = 2\bar{n}\delta(t-u) = \gamma\bar{n}\delta(t-u)$

no answer. спектр. мощность $\langle b_\omega^+ b_\omega \rangle = \int dt e^{-i\omega t} \langle b^+(t)b(0) \rangle$

преобразование гп. (3) гас: $(\frac{db}{dt})_\omega = -i\omega b_\omega, \quad (\frac{db^+}{dt})_\omega = i\omega b_\omega^+,$

$$[\frac{1}{2}\gamma \pm i(\omega_0 - \omega)]b_\omega = f_\omega \quad [\frac{1}{2}\gamma - i(\omega_0 - \omega)]b_\omega^+ = f_\omega^+$$

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

$$\langle f_\omega^+ f_\omega \rangle = \int_{-\infty}^\infty dt e^{-i\omega t} \langle f^+(t)f(0) \rangle = \int_{-\infty}^\infty dt e^{-i\omega t} \gamma\bar{n}\delta(t) = \gamma\bar{n} \quad \text{w/m } t=0 \text{ no } \text{w/m } \text{over } \text{time } \text{or } \omega_0.$$

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

$$= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^\infty d\omega \frac{\gamma\bar{n}}{(\omega - \omega_0)^2 + (\frac{1}{2}\gamma)^2} = \frac{\bar{n}}{2\pi} \int_{-\infty}^\infty d\omega \frac{\gamma}{(\omega - \omega_0)^2 + (\frac{1}{2}\gamma)^2} = \bar{n} \int_{-\infty}^\infty d\omega \delta(\omega - \omega_0) = \bar{n}(\omega_0)$$

Коммутатор $[g(0), g^+(t)]$ если не считать g и g^+ и zero answer.

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

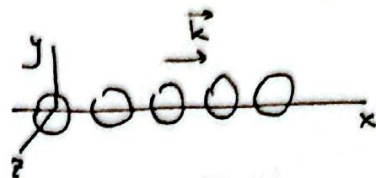
$$\frac{1}{2}\gamma(\omega_c) = (-i) \int_0^\infty dt \sin \omega_c t \langle [g(0), g^+(t)] \rangle$$

Теперь без answer choice резервуара: $G(t) = \langle [g(0), g^+(t)] \rangle$

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. $\gamma(\omega_c) \sim \omega_c$ - LG damping если еще $\Gamma \gg \omega_c$.



4/61

Damfing b qzopne LLC. Im Xyy(wk) u gacc ukreniv-
nmm. Sm mog.

Crusar

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

Временное возмущение none. См. 4D or 3/4. $\tilde{h}_y(z,t) = h_y^0 e^{i\omega t - ik_x x_n}$, $z = x_n$

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

$$-\frac{1}{\hbar} \frac{d\vec{h}}{dt} = (\vec{m}_0 + \vec{\mu}) \times (\vec{H}_0 + \vec{h} + \vec{h}^{\sim}), \quad \vec{h} \text{ поперек } \mu.$$

$$-\frac{1}{\sigma} \frac{d\vec{h}}{dt} = \vec{m}_0 \times \vec{h} + \vec{\mu} \times \vec{H}_0 + \underbrace{\vec{m}_0 \times \vec{h}}_{\text{gen. term}} \quad \vec{m}_0 \times \vec{h} = \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ m_0 & 0 & 0 \\ 0 & h_y & 0 \end{vmatrix} = k m_0 h_y$$

$$\left\{ \begin{aligned} -\frac{1}{\delta} \frac{d\mu_z^n}{dt} &= \mu_z^n H_x^0 - m_0 h_z^n \\ -\frac{1}{\delta} \frac{d\mu_y^n}{dt} &= -\mu_y^n H_x^0 + m_0 h_y^n + m_0 \tilde{h}_y \end{aligned} \right\} \quad \begin{aligned} \mu_{y,z}^n(t, z=x_n) &= \mu_{y,z}^0 e^{i\omega t} e^{-ik_z x_n} \\ \tilde{h}_y(t, x_n) &= \tilde{h}_y^0 e^{i\omega t} e^{-ik_z x_n} \end{aligned}$$

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

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

$$\text{H}_0 + m_0 D(k) = \frac{1}{g} \omega_k \cdot \frac{1}{g} \begin{pmatrix} i\omega & \omega_k \\ -\omega_k & i\omega \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mu_{qs}^0 \\ \mu_{ms}^0 \end{pmatrix} = -m_0 \begin{pmatrix} 0 \\ \mu_{qs}^0 \end{pmatrix}$$

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

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

Значит найдем (с учетом ранее) : $\mu_y^0 = \frac{m_0 \delta \omega_k}{\omega_k^2 - \omega^2} h_y$, $\chi_{yy}(\omega, k) = \frac{m_0 \delta \omega_k}{\omega_k^2 - \omega^2}$

Date

Notes

- For χ_{yy} cobaltites - varactor ($m_0 \rightarrow M_0, \omega_k \rightarrow \omega_k$) (1.44) $\chi_{yy} = M_0$.
 $m_0 = M_0 V_d$, V_d has $3/4$ - factor of J in $D(k)$ $\chi_{yy} \propto \omega_k$.

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

Sp. M. c. LG damping and: $i\omega \vec{m} + \gamma \vec{m} \times \vec{H}_0 + i d \omega \vec{m} \times \vec{M}_0 = -\gamma \vec{M}_0 \times \vec{h}$ (1.70)

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

Заменим $\omega_k \rightarrow \omega_k + i d \omega$, т.е. $\omega_k \rightarrow \omega_k + i d \omega$

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

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

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

$\text{Im } \chi_{yy}(\omega, k) = \text{Im } \chi(1.44) = -\chi''(1.44) = \frac{\delta M_s}{Re^2 + 4 d^2 \omega^2 \omega_k^2} \cdot 2 d \omega [Re - 2 \omega_k^2]$

$\text{Im } \chi_{yy}(\omega, k) = \frac{\delta M_s 2 d \omega [\omega_k^2 - (1+d^2)\omega^2 - 2 \omega_k^2]}{[\omega_k^2 - (1+d^2)\omega^2]^2 + 4 d^2 \omega^2 \omega_k^2} = \frac{-d \delta M_s \omega [\omega_k^2 + (1+d^2)\omega^2]}{[\omega_k^2 - (1+d^2)\omega^2]^2 + 4 d^2 \omega^2 \omega_k^2}$

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

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

Заменим again знаменатель $\text{Im } \chi$, тогда $\text{Max } \chi''_{yy}(\omega, k) = \frac{\delta M_s}{2 d \omega_k} \sqrt{1+d^2}$

Усредняем (Langevin dyn. calculated) χ''_{yy} :

$I(\omega, k) = \langle |M_y(\omega, k)|^2 \rangle \sim \frac{c h}{2 k_B T} \text{Im } \chi_{yy}(\omega, k)$

Выводим усредненный $I(\omega, k)$ при $\omega \approx \omega_k$ ($\omega = \frac{\omega_k}{\sqrt{1+d^2}}$)

$\text{Max } I(\omega, k) \sim \frac{c h}{2 k_B T} \cdot \text{Max } \chi''_{yy}(\omega, k) \approx \frac{k_B T}{h \omega_k} \left(\frac{\delta M_s}{2 \omega_k} \right) \frac{\sqrt{1+d^2}}{d} \sim \frac{\delta M_s T}{\omega_k^2} \left(\frac{1+d^2}{d} \right)$

Т.е. $\text{Max } I(\omega, k) \sim \frac{1}{\omega_k^2}$, что хорошо согласуется с

Key's hypothesis. Отмечая, что $I(\omega_k)$.

Date Notes

5/vi → reference paper po "vortex dynamics" c Holcagau.
 uzmenenie texta, odobro Referee B u mamo Editor'y.
 → Hago vepnyce k SW b  b saturated state,
 u omcaso sam lokalizatsiya mog b non-uniform coarsur.
 gum. namex kak gura SW-wires (rectangular elements).
 700 anagano, no k paminei mape, gura maminei mogor.
 Moxno obcaso sam gero tame k mo. upravneniem kak gura vortex'a,
 plumb b xoso u pogu p → 0 um $H \gg M_s$.
 → Mame Progress Report. Fax u mame Mue.

6/vi DHL mame c gorymenomam. Mame Transmoby.
 Obes Referee "Vortex Dynamics" paper c Holcagau.
 Obes Referee C "SW-strips" paper co Garbunov.

7/vi Pevengue paper by Hoffmann "MPD-vortex" gura JAP.
 Gennap Mamon "Nanotechnology".
 Odymglime xkan. gannax no SW b square-, circular elements
 c Patwari, a gannax c Chantrell. Odymglime c Ocheru ero Monte-C. $M(r) = \langle m^2 \rangle^{1/2}$
 Cu. obes Eitor/Referee u revised text "Vortex Dyn" paper (PRL → PRB).
 Namex sam amobny - upomysom "p" b Jap b obcaso Referee B.
 Donamex u pegavopobes paper (APL): "SW in chain" c Ouc. u Roy.

10/vi Omcamne c Gledom SWR exp. na Ni dots.
 1) Cgkur ocn. umam uz. za $N(\beta)$ umamgp. gora (no qvab. c infinite film),
 passu. passu interdet coupling influence on $N(\beta)$ gura 1 saturated state.
 2) M/pepume mog $\sim I_0(xmP)$ (dip. moment $\neq 0$) c mame zampeumey,
 uz. za namuocemam (H)
 3) Hn os. "n" upomam, $n=1$ bamagals uz. za pazumay $\int d^2p m^2(p) H(p)$

Gennap Prof. Wiglen no Magnetic Force FMR
 11/vi 1) Becega c Kakazei Wiglen, Batra, Chantrell o FMR b dot arrays.
 Hmmax, H_0 -fourfold - mame, SWR-1, exp. Qunadjeia no kamz o pome H_n
 vortex dynamics c Wiglen u $K_1 \sim Q^2$. Ocaso K_1 gura shifted vortex (c-state) u whk
 2) Opegavopobes, pegavobes u namu SW-strips - PRL paper. - Galica

HAMR



Business Diary

See paper by Coehoorn

Date 10/VI Notes

См. paper Seagate. Доклад A. Lyberatos на HAMR.

Fe: Ni₄₅ Pt₄₅ (Thiele, JAP to be publ.)
SS-x

From $K(T)/K(0) \sim \left[\frac{M_s(T)}{M_s(0)} \right]$ good idea Ni: ymeromel $\bar{E}$

no compomer K , give narrow $x \Rightarrow \frac{dH_K}{dT}$ bozpacar -
~ ymer. sharpness of transition.

Klassen van Peppen (KP) model:

S.d., Coher-switching, no interactions

$$\frac{1}{\beta H_K} \frac{dm}{dt} = (h+m)(1-m^2) - \frac{m}{c}, \quad m = \frac{M_s}{M_s^0}$$

Ensemble average of the effect of T

Theor. Problems give 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

Metastable Laser Spot ≤ 40 nm (for 1 Tb/in²).

12/VI

Forbes magazine & "SW-chain" govt. na Pitts. Seagate
Modeling Conference (noan govt. to Juan Fernandez).
Pegayrupoban u govt. "SW-chain" APL paper c Oksanin.

13/VI

Doklad na Modeling Conf. ugov vognosobke (magin).
Pegayrupoban "SW-chain" APL govt. Pecopan.
Doklad Comment-PRL o vortex MPD c A. Lyberatos.

Date

Notes

14/VI

Wavelengths in yz plane $\lambda_p = L/w$ $\ll$ λ_{general}
 SW-rectangular elements (tamam, $p = \frac{0.1 \mu\text{m}}{50 \mu\text{m}} = 0.002$)?

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

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

$H_{mn} = \frac{1}{A_{mn}} \int d^2 \rho [m_{mn}(\rho)]^2 \sqrt{g(\rho)} \sim p$. $H_{mn} > 0$.

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

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

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

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

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

Pozvonenie DE que os nuzhen (vse $H_{mn} = 0$) $\rightarrow$ $\omega_{DE}^2 = \omega_{\perp}^2 + \frac{1}{4} \omega_M^2 [1 - e^{-2kxL}] = \omega_{\perp}^2 + \omega_M^2 \frac{1}{2} (kxL)$

Tamam (zarozovka PRB) uenozhyes $\omega^2 \approx \omega_{\perp}^2 = \gamma^2 H(H + 4\pi M_s) \approx$

Denez tomo nago: $\omega^2 = \omega_{mn}^2 = \omega_{\perp}^2 + \omega_M^2 (f - H_{mn}) - 2\omega_H \omega_M H_{mn} \approx \gamma^2 4\pi M_s H$

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

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

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

Ench. upregulirovki slope $S = \gamma^2 4\pi M_s (1 - 2H_{mn})$, a ne $S_{\infty} = \gamma^2 4\pi M_s$.

Nago tomo:

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

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

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

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

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

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

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

$= \omega_{H_i}(\omega_{H_i} + \omega_M) + \omega_{H_i} \omega_M f \frac{q_m^2}{\alpha^2} - \omega_{H_i} \omega_M f + \omega_M^2 f \frac{q_m^2}{\alpha^2} = | \text{even } \omega_{H_i} \ll \omega_M | =$

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

Date

Notes

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

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

$$S = \gamma^2 4\pi M_s \left[1 - f \frac{q^2}{\kappa^2} \right] < S_{00} = \gamma^2 4\pi M_s, \text{ если } \omega_{H_i} \ll \omega_M,$$

$H_i \ll 4\pi M_s$, предположительно нарушается во время краев элемента.

формула
$$(S = \gamma^2 4\pi M_s \left[1 - 2H_{mn} - f \frac{q^2}{\kappa^2} \right]) < S_{00}.$$

Но экстр. определенности slope S_{exp} велик, что приводит на основе

Вывод $S_{exp} = S_{00} = \gamma^2 4\pi M_s$ к ошибке в выводе f при разложении M_s .

Если учесть $S_{exp} = \gamma^2 4\pi M_s \left[1 - 2H_{mn} - f \frac{q^2}{\kappa^2} \right]$, то при том же M_s , f будет еще больше, т.е. $H_{mn} > 0$. Это неопределимо, можно в нем что-то изменить?

Каппингос - Сабери: $\frac{\omega_{mn}^2}{\omega_M^2} = \omega_{H_i} [\omega_{H_i} + F_{mn}]$, ω_{H_i} в ед. ω_M .

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

$$\omega_{mn}^2 = \omega_{H_i} [\omega_{H_i} + F_{mn}] \approx \omega_{H_i} F_{mn} \text{ или в адр ед.}$$

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

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

- как больше где разность k^2 с $H_i \approx \omega_{H_i}/\gamma$.

Это - то я неверно упрощаю.

$\rightarrow$ Будем не забыть отнять $H_{mn} \sim p$ - малым, так $f(x) \sim p \ll 1$.

$$\omega_{mn}^2 = \omega_{H_i} (\omega_{H_i} + \omega_M) + (\text{маленькая}) = \omega_{H_i}^2 + \omega_{H_i} \omega_M + O(f) =$$

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

$$+ \gamma H \omega_M - \omega_M^2 N = \gamma^2 H^2 + \gamma H \omega_M (1 - 2N) + \omega_M^2 N(N-1) + O(f), \text{ если } (\gamma H)^2$$

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

то же самое изменение slope.



Notes

$$16/\sqrt{v_1}$$

Дан. число $\omega(H=0) = \omega_0$ выполняется при увеличении " n " для
are elements, но выполняется при увеличении $D=2L=n$ для $n=1, 2, 3, \dots$

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

$\omega_{mn} = \omega_n$ в эг. $\omega_n = 84\pi M$, $f = f(\pi L)$, $x^2 = x_{mn}^2 = q_m^2 + q_n^2$, "взлом" "н" взлом dy.

$$H_{mn} = \frac{1}{A_{mn}} \int d\vec{y} \, m_{mn}^2(\vec{y}) N_{yy}(\vec{y}), \quad H_{mn} > 0 \text{ no inflection point.}$$

2) Дана м.м. элемент (JAP'2000): $\omega_{mn}^2 = [\omega_H + h(\beta) + \frac{c_m}{2} f(\beta_{\text{полн}})] [\omega_H + h(\beta) + 1 - f(\beta_{\text{полн}})]$

α_{mn} -Kopplung $\times J'_m(x) + d J_m(x) = 0$, d - pinning; $h(\beta) = H_{mn}(\beta) = -F(\beta)$

$$F(\beta) = \frac{1}{4\pi} \langle V_{yy} \rangle_\xi = \int_{\frac{\pi}{2}}^{\frac{3\pi}{2}} f(\beta t) J_0^2(t) c \text{ per unit in-plane } (\vec{r}_{0||0y}) \text{ per unit } q \text{ per unit } \rho.$$
$$m_z^{mn}(\varphi) = J_m\left(\alpha_{mn} \frac{\rho}{a}\right) \Phi_m(\varphi), \quad \Phi_m(\varphi) = e^{im\varphi}, \cos m\varphi, \sin m\varphi.$$

1) Due to an. elements nonuniformity & pinning occurrence trial functions:

$$W_{mn}(x, y) = \cos(q_m x) \cos(q_n y) \quad \text{u/m } p \ll 1.$$

2) Для чингров "pinning" обычно описывается χ_{mn} , $J_m(\chi_{mn})=0$, но важную роль в локализации играет вид $\Phi_m(\epsilon)$.

Умножим же уравнение $H_{mn} = \frac{1}{A_{mn}} \int d\vec{\sigma} H_0^y(\vec{\sigma}, \varphi) m_{mn}^2(\vec{\sigma}) \left(-\frac{1}{4m_s}\right),$

(Используя $\int d^2\vec{p} \frac{m_{mn}^2(\vec{p})}{p^2} = A_{mn}$ т.е. известным значением A_{mn} и будем считать зависимость H_{mn} от "m,n" т.е. от явного буга $m_{mn}(p,\varphi)$.)

1b. Для цилиндра тогда $\omega_{mn}^2 = [\omega_H - H_{mn} + \frac{C_m f}{2}][\omega_H - H_{mn} + 1 - f]$ cylinder
 через соотношение совпадает с square, так как $\frac{C_m}{2} \rightarrow \frac{q^2}{2\alpha^2}$.

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

um $\beta = L/R = \frac{2L}{D} = 2 \frac{L}{w} = \frac{2}{150}$ um $\beta = \frac{2 \cdot 0,1}{5} = 0,04$ gegeben nach, $\rho \ll 1$
($\beta = 2\rho$) $\beta \ll 1$

для использования ТВ по "р" с точностью до линейных по "р" членов

Надо проверить, что $\omega_H = \frac{H}{\omega_{Hs}} \ll 1$, беря $H = 50 - 750 \text{ Be}$, $\omega_{Hs} = 10,25 \cdot 10^3 \text{ Be}$.

Нормы разнораз $\omega_{\text{min}}^2(p)$ в пред по "р" может не работать (!)

Если же не разложить по "р" как $14/\sqrt{v_1}$, то:

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

Наклон $\omega_{in}^2(k)$ по ТВ по "р" выразить еще можно, но очень тяжело, т.к. $\left(\frac{P}{\omega_H}\right)$ не мало при $H \rightarrow 0$.

Date

Notes

1) Используя $\omega_{mn}^2(H \rightarrow 0) = [-H_{mn} + f \frac{q_m^2}{\alpha^2}] [1 - H_{mn} - f]$, $H_{mn} > 0$ не влияет.

где square:

$$H_{mn}, f \sim p \text{ и } H_{mn}, f \ll 1$$

$$\omega_{mn}^2(H \rightarrow 0) = [f \frac{q_m^2}{\alpha^2} - H_{mn}] [1 - H_{mn} - f]$$

$$\text{Sign } \omega^2(H \rightarrow 0) = \text{Sign} [f \frac{q_m^2}{\alpha^2} - H_{mn}], \quad \text{Sign } \omega^2(0) = \begin{cases} +1 & \text{где } w=15 \mu\text{m} \\ +1 & \text{где } w=5 \mu\text{m} \end{cases}$$

т.е. где square $f(\alpha L) \frac{q_m^2}{\alpha^2} > H_{mn}$, то возмущения имеют вид $m > 0$, т.е.

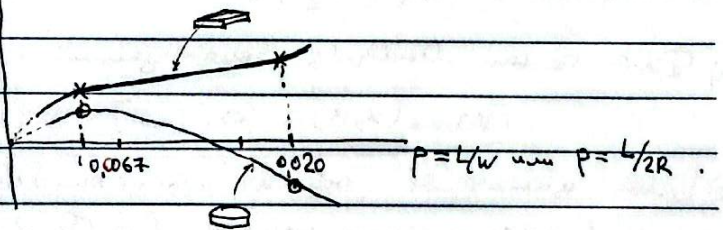
$$m_{mn}(x, y) \sim \cos \frac{\pi m x}{w} - \text{неоднородная вдоль } O x \perp \vec{M}_0. \quad G = f \frac{q_m^2}{\alpha^2} - H_{mn} \text{ абу. } F(L/w).$$

2) Используя где однородная: $\omega_{mn}^2(H \rightarrow 0) = [\frac{C_m}{2} f - H_{mn}] [1 - H_{mn} - f]$
 $\text{Sign } \omega_{mn}^2(0) = \text{Sign} [\frac{C_m}{2} f - H_{mn}] = \begin{cases} +1, & \text{где } 2R=15 \mu\text{m} \\ -1, & \text{где } 2R=5 \mu\text{m} \end{cases}$, т.е.

$$G(p) = \frac{1}{2} C_m f(\beta d_{mn}) - H_{mn}(\beta) \text{ где } \beta = L/R. \quad \beta = 2p.$$

Изменяется магнитное $G(p)$

Для квадрата $\omega^2(0) \sim G(p)$ имеет > 0 ,
 большая и растет с "p",
 где однородная $\omega^2(0) \sim G(p)$ имеет малая,
 квадрат с "p" становится < 0 .



Для квадрата уменьшая C_F (с маг. тороидом) убывает, то

$$m_{mn}(x, y) \sim \cos(\frac{\pi x}{w}) \cos(\frac{\pi y}{w}) \text{ — это имеет вид } L/w \rightarrow 0, \quad \frac{L}{w} = \frac{0.1 \mu\text{m}}{5 \mu\text{m}} = 0.02$$

Для однородной системы: маг. $C_F \vec{m}(\vec{r})$ зависит от схемы возбуждения
 внешнего поля $(\vec{h} \cdot \vec{m}) \neq 0$ и наличие pinning.

? Будем рассуждать strong pinning $m(p, \varphi) = J_m(d_{mn} \frac{p}{R}) \varphi_m(p)$, $\vec{m}(p=R)=0$.
 Можно и $m=0$ или того $m=1$ (?) — из схемы CPW.

17/VI Discussion с M. Patwari. Он сказал, что у нас есть эквивалент.
 А $\vec{H}$ -field $\vec{H}_0$ can be considered as uniform и $\vec{H}_0 \parallel$ element plane xy.

Для однородной системы. возмущения вдоль $\vec{M}_0 \parallel \vec{H} \parallel O y$ есть (см. 3/III 992)

$$H_d^y(p, \varphi) = -2\pi M_s R \int_0^\infty dk f(kL) J_1(kR) [J_0(kp) + J_2(kp) \cos 2\varphi] = |t=kR| =$$

$$= -2\pi M_s \int_0^\infty dt f(pt) J_1(t) [J_0(t/R) + J_2(t/R) \cos 2\varphi] \text{ — введем } \langle \dots \rangle_2.$$

$$\text{Обозначим } \langle H_d^y(p, \varphi) \rangle_\varphi = -2\pi M_s \int_0^\infty dt f(pt) J_1(t) J_0(t/R), \quad \langle H_d^y \rangle_{p, \varphi} = -4\pi M_s F(\beta),$$

Date 17/VI

Notes



Bug eigenfunction quite low mode

rege $F(\beta) = \int_0^\infty \frac{dt}{t} f(\beta t) J_1^2(t)$ - pazmar. pazmar $N_y(\beta)$ by Joseph.

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

Due unumagpa H_{mn} crunavare regez $H_d^y(p, \varphi)$ kas dano
omereuo b Nodal-Abstract '00 u EMMA-SW '00 paper.

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

Is pazmaruo $f(\beta t)$ no βt - mureuo ne gace, kaga unare.

Bug ocobnau $C\Phi \vec{m}(\vec{r})$. $\vec{h}_\sim$ - uniform. $\int \vec{h}_\sim \cdot \vec{m} d^2\vec{r} = \vec{h}_\sim \cdot \int \vec{m} d^2\vec{r} \neq 0$
bozmaruo mure que mog $m_{mn}(p, \varphi) = J_m(\alpha_{mn} p) \Phi_m(\varphi) \subset m=0$ (ket gaceuo.)

? $m_{0n} \sim J_0(\alpha_{0n} p)$, $\alpha_{01} = d_{01}/R$ u β_{01}/R , $J_0(d_{01})=0$ u $J_0(\beta_{01})=0$?
Bomue apymenob b uerogz strong pinning $J_0(d_{01})=0$, $m(p=R)=0$.

$$C_{m=0} = 1. \quad G_{01}(\beta) = \frac{1}{2} f(\beta d_{01}) - H_{01}(\beta), \quad d_{01} = 2.405; \quad \beta_{01} = 0$$

Acno, eku pazmar. moguo $C_{m=0} \vec{m} = f(\beta)$ u H_{0n} ne mure bozaga
or $\cos 2\varphi$ - pacu $H_d^y(p, \varphi)$ (pazmar. u mureuo. que $H_d^y(p)$):

$$\begin{aligned} \Rightarrow H_{0n}(\beta) &= \left(-\frac{1}{4\pi M_s}\right) \frac{1}{A_{0n}} \int_R d^2\vec{r} H_d^y(p, \varphi) m_{0n}^2(p) = \\ &= \left(-\frac{1}{4\pi M_s}\right) \frac{1}{A_{0n}} \int_0^R p dp \int_0^{2\pi} d\varphi m_{0n}^2(p) \left[\frac{1}{2} \int_0^\infty dt f(\beta t) J_1(t) J_0\left(t \frac{p}{R}\right) \right] \end{aligned}$$

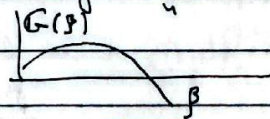
$$A_{0n} = \pi R^2 J_1^2(\alpha_{0n}), \quad \text{tak mureuo } \frac{1}{A_{0n}} \int d^2\vec{r} m_{0n}^2(p, \varphi) = 1.$$

$$\text{B eg. } \omega_m = f \cdot 4\pi M_s: \quad H_{0n}(\beta) = \frac{2\pi}{A_{0n}} \int_0^R p dp m_{0n}^2(p) \frac{1}{2} \int_0^\infty dt f(\beta t) J_1(t) J_0\left(t \frac{p}{R}\right), \quad m_{0n} = J_0\left(\alpha_{0n} \frac{p}{R}\right)$$

$$H_{0n}(\beta) = \frac{1}{J_1^2(d_{0n})} \int_0^R dz J_0^2(d_{0n} z) \int_0^\infty dt f(\beta t) J_1(t) J_0\left(t \frac{z}{R}\right)$$

Due strong pinning $d \rightarrow \infty$ $G(\beta) > 0$ u pacuo $\subset \beta$.

Orelinguo, uo que "free" spins, $\beta_{01} = 0$, $G(\beta) = \frac{1}{2} f(\beta \cdot 0) - F(\beta) = -F(\beta) < 0$.
T.e.



eku u gaceuo ozeano, u mureuo u mure
u gaceuo ozeano pinning ($d \neq 0, d \neq \infty$).

Due square $G(L/w=p) = f(\alpha L) \frac{q_m^2}{\alpha^2} - H_{mn}$ - gap for square

$$m=1, n=1 \text{ que ocn. moguo } \frac{q_m^2}{\alpha^2} = \frac{q_m^2}{q_m^2 + q_n^2} = \frac{(\pi/w)^2}{(\pi/w)^2 + (\pi/w)^2} = 1/2, \quad \alpha L = \sqrt{\left(\frac{\pi}{w}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{w}\right)^2} L = \sqrt{2} \pi p.$$

$$\text{Mureuo } G_{21}(p) = \frac{1}{2} f(\sqrt{2} \pi p) - H_{11}(p), \quad \text{op. c unumagpa (dno), rege } f(2.405 p).$$

Notes

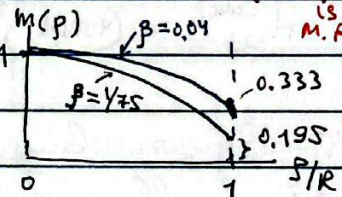
$$SW = \frac{2.6 \cdot \pi^2}{0.86 \cdot 25} 10^{-1} \text{ de} = 0.12 \text{ de, все еще очень мало, можно увеличить}$$

меньше знака и/ли
 $f \approx 1.8$.

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

Fitting f'' : Due $\beta = \frac{1}{75}$ bootstrap $f = 2.05$ (intermediate pinning), 2σ
 gaer $H_{eff}^{calc}(\frac{1}{75}, 2.05) = 16.6$ GeV $n\mu$ $H_{eff}^{3\mu} = 16.7$ GeV
 • Due $\beta = 0.04$ bootstrap $f = 1.812$ (done across intermediate pinning), 2σ
 gaer $H_{eff}^{calc}(0.04, 1.812) = -8.1$ GeV $n\mu$ $H_{eff}^{3\mu} = -8$ GeV (exp. error ≈ 3.0)

$f(\beta)$ надо получить из ур-я на СФ цилиндра
см. условие расчета ф. 1/III.



чепене гла кепне — какенено хопро он обзенаг Есепрмента. fo, f1
у/и реп не d(f). ~~Doc highlights (w. dominics + non-oblig elements)~~

19/VI Decaga e Crawford, a waram e Patwari e Chantrellom no
nology oncaned SW experiments na 15/5 μ m squares e uun.
Pegansyrobance (Introduction, Abstract) of APL-noise paper
e Occan.

Итого замещать пу. - гусан. посылку как равенство (см. 4/√)

$\chi_{\text{cur}}(\text{Grasse w. g.}) \quad \int_{-\infty}^{\infty} dt \langle \{ \hat{\mu}_\nu(\vec{r}, t) \hat{\mu}_\mu(-\vec{r}) \} \rangle e^{i\omega t} = \frac{2\hbar V}{1 - e^{-\beta\hbar\omega}} \chi''_{\nu\mu}(\vec{r}, \omega)$

$$\vec{M}(\vec{q}, \omega) = \hat{f}(\vec{q}, \omega) \hat{H}(\vec{q}, \omega), \quad \chi(\vec{q}, \omega) - \text{безразмерная}$$

$\langle \dots \rangle$ среднее по канон. ансамблю, $\langle \dots \rangle = \text{Sp } e^{-\beta H_0} (\dots)$

Плотность $M_j(z, t) = \text{Sp } \rho \hat{M}_j(z)$

$$\vec{M}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2\pi V} \sum_{\vec{q}} \int d\omega \vec{M}(\vec{q}, \omega) e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}} e^{-i\omega t} \quad (\text{аналогично с вращением})$$

Date

Notes

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

Размерность $\int dt M(q, t) M(-q) = t V M_s^2 = t V^2 M_s^2 = t V [\text{энерг.}]$

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

$$\frac{1}{1 - e^{-\beta \hbar \omega}} = | \beta \hbar \omega \ll 1 | = \frac{1}{1 - [1 - \beta \hbar \omega]} = \frac{1}{\beta \hbar \omega}, \quad \frac{\partial \hbar \beta \hbar \omega}{2} \approx \frac{1}{\beta \hbar \omega}, \quad \beta = \frac{1}{k_B T}$$

Тогда из ФДТ: $\int_{-\infty}^{\infty} dt e^{i\omega t} \langle M_y(\vec{q}, t) M_y(-\vec{q}) \rangle = \frac{\hbar V}{2} \coth\left(\frac{\beta \hbar \omega}{2}\right) \text{Im} \chi''_{yy}(\vec{q}, \omega)$
 асимптотическое поведение на высоких частотах, $\langle \dots \rangle \propto e^{-\beta \hbar \omega}$

Если $\frac{1}{V}$ в $M(\vec{q}, t)$ отсутствует на блогах, а учтем,

$$\vec{M}(\vec{r}, t) = \sum_{\vec{q}} \vec{M}(\vec{q}, t) e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}}, \quad \text{то} \quad \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{i\omega t} \langle M_y(q, t) M_y(-q) \rangle = \frac{2\hbar}{V} \coth\left(\frac{\beta \hbar \omega}{2}\right) \chi''_{yy}(q, \omega)$$

(1.1.1.5) $(x^2)_{\omega} = \hbar \coth \frac{\hbar \omega}{2kT} \cdot \chi''(\omega)$, поэтому можно

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

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

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

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

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

$$\bar{x}_{\omega} = \alpha(\omega) f_{\omega}, \quad \text{где коэффициент } \alpha(\omega) = \int_0^{\infty} dt \alpha(t) e^{i\omega t}, \quad t \geq 0.$$

В стационарных условиях $\vec{M}_{\text{окс}} = \frac{\vec{M}}{M_s}$ ФДТ есть:

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

$$1.1.1.5, \quad \langle x_{\omega} x_{\omega'} \rangle = 2\pi \langle x^2 \rangle_{\omega} \delta(\omega + \omega')$$

Итак, $I(\omega, k) = \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{i\omega t} \langle M_y(k, t) M_y(-k) \rangle = \frac{\hbar}{V_0 M_s^2} \coth \frac{\hbar \omega}{2kT} \cdot \text{Im} \chi''_{yy}(\omega, k) =$

$$= \frac{\hbar}{V_0 M_s^2} \frac{2k_B T}{\hbar \omega} = \frac{2k_B T}{V_0 M_s^2 \omega} \text{Im} \chi''_{yy}(\omega, k) \quad \text{сравн. с Smith' APL'01.}$$

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

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

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

Date

Notes

Поправки к формулам $\langle M^2 \rangle_\omega = \langle M_\omega M_{-\omega} \rangle = \langle |M_\omega|^2 \rangle$,
как я писал в APL-записке.

$$\rightarrow \text{Max } I(\omega, k) = \text{Max}_{\omega/k = \frac{\omega_k}{\sqrt{1+d^2}}} \frac{2k_B T}{V_0 M_s^2 \omega} \text{Im } \chi''_{yy}(\omega, k) = \left| \frac{\omega = \frac{\omega_k}{\sqrt{1+d^2}}}{\omega_k \cdot \frac{1}{\sqrt{1+d^2}}} \right| =$$

$$= \left(\frac{2k_B T}{V_0 M_s^2} \right) \left(\frac{\sqrt{1+d^2}}{\omega_k} \right) \frac{\gamma M_s}{2d \omega_k} \sqrt{1+d^2} = \frac{\gamma k_B T}{V_0 M_s} \frac{1}{\omega_k^2} \frac{(1+d^2)}{d}$$

U chye

$C^* \sim J$.

$$E_{ex} (\text{Oksana - PRB'02}) = - \frac{2A^*}{D^2 M_s^2} \vec{M} \vec{M},$$

и тогда $H_{ex} = - J V_0 \vec{M} \vec{M}$ и density $E_{ex} = - J \vec{M} \vec{M}$

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

Для G: $\frac{M_s^2}{K} = \frac{(1.4 \cdot 10^3)^2}{4 \cdot 10^6} = 0.49 \approx \frac{1}{2}$, поэтому с точной точностью $C^* = \frac{1}{2} J$

$\rightarrow$ Встреча с Paul Van Der Krijden по экз. "Noise in GMR heads"

20/VI Разговоры с уфимским Eqs - "SW-chain" paper с Oksana, Figs.

21/VI $\rightarrow$ ① Donag Xiaobin Wang (PhD student of H N Bertram)
"Magnetization reversal, switching time"

$\rightarrow$ ② Donag Olena о ero Research (главным: GOMA - FePt, J_{ij} , $K(T)$, зависимость J и K от температуры, Monte Carlo - $M(T) \sim K(T) \sim M^2(T)$).

③ half-metals с упорядочением и GMR газом (линии Ферми)

$\rightarrow$ Собираю Olena о недавних успехах газом
Italian Conf. on Nanomagnetism (May, 2002) - GMR, TMR, finite size effects etc.

Оста "SW-chain" paper via Approval

$\rightarrow$ Намечено Abstracts "SW-chain". С Чабурин и "SW-gaps" с Patwari.

Экз. Crawford - Patwari

24/VI Встреча с бернским pinning написание в экз. газом Crawford - Patwari.

Газом CP кривых FMR-detected modes $m_{on} = J_0 \left(\gamma_{on} \frac{p}{R} \right)$

Для n-кратных $J_0 + x d^2 J'_0(x) = 0$, $d = d(x)$, и б. упрощение $d = d(p)$ и $x = x(p)$, $p = \frac{1}{R}$.

Правда. Упр-е $x J'_0(x) + d J_0(x) = 0$, $x = \gamma_{on} \frac{p}{R} \Big|_{p=R} = \gamma_{on}$.

$$J'_0(x) = -J_1(x)$$

18/VI было получено $\gamma_{on} = 2.04$ газом упрощенное $H_{eff}^{calc} = 16.6$ 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.

Gap que 2oi modos



Seagate
Business Diary

SW - одлучени наголос

Date

Notes

Велурина $d(\gamma)$ одредувањата на $\gamma_{01} = 2.04$ ако $d_1 = 5.827$.

Чуог. копну $\times J_0'(x) + d J_0(x) = 0$ упр. тама $d = d_1$ ако $\gamma_{02} = 4.79$; $\gamma_{03} = 7.69$
($d \rightarrow \infty$ $d_{02} = 5.52$; $d_{03} = 8.65$)

Gap $G_{on}(\beta, \gamma) = \frac{1}{2} f(\beta \gamma_{on}) - H_{on}(\beta, \gamma_{on})$, $H_{on}(\beta, \gamma_{on}) = \frac{1}{A(\gamma_{on})_0} \int_0^1 dr r J_0^2(\gamma_{on} r) \times I(\beta, r)$
ако $I(\beta, r) = \frac{1}{2} \int_0^\infty dt f(\beta t) J_1(t) J_0(t r)$, $\int_0^1 dr r J_0^2(\gamma_{on} r) = A(\gamma_{on})$

Велурина gap-field: $H_{eff}^{calc}(02) = 73.4$ oe; $H_{eff}^{calc}(03) = 150.2$ oe; $H_{eff}^{calc}(04) = 233.2$ oe
 $H_{eff}^{calc}(05) = 315.7$ oe ($\gamma_{04} = 10.68$)
($\gamma_{05} = 13.73$)

$\gamma_{01} = 2.04$ от $18/\sqrt{\mu}$ мако, см. урочание постоа $\sqrt{\mu}$.

Все зои calc-gap fields ороно мако сомагуваа с эксн. велурина $H_{eff}^{exp} = 264$ oe магуа. где $2R = 15 \mu m$ упр локалнои схеме возбуждения (богрой модой). H_{eff}^{exp} мако магуа с $\gamma_{04} = 11.22$ и $d_1 = 17.94$, но как одлучити $n=4$ и тама pinning?

Взмемусь на интенсиносн inductive-модов и, ороно мако мако, на spatial distribution of modes measured by Kerr-FMR (Tamaru).
Како постоа симметрис $\vec{m}(\vec{r})$ где цилиндра (гола мако сакс axial маг).

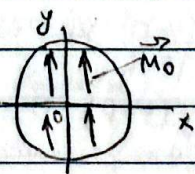
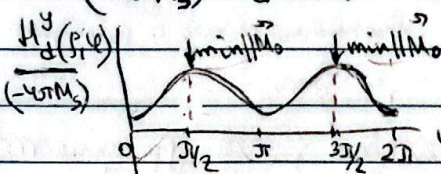
→ Видуно, высние моды не могу сакс описаны by $J_0(\gamma_{on} \frac{r}{R})$ а мако аксиальною симметрис сак. гун. поле и $\vec{h}$ - rf пона внешне возбуждения.

Толко основна мода $\approx J_0(\gamma_{01} \frac{r}{R})$
наподем управдаа (мако) велурина $\gamma > 0$ из интерференцио уравнения где цилиндра.

Дон. аргументи против мод $J_0(\gamma_{on} \frac{r}{R})$ с $n \geq 2$ - велурина гун. момента (он мако где $n=2, 3, \dots$) падаа мако упр uniform $\vec{h}$ excitation field.

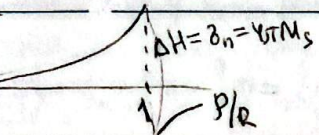
Дун. пона

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



$I_0(\varphi) > 0 \forall \varphi$, $I_2(\varphi) < 0$.
 $(-\frac{1}{4\pi M_s}) H_d^y(\beta, 0) = I_0 + I_2 > 0(?)$

$(-\frac{1}{4\pi M_s}) H_d^y(\beta, \pi/2)$



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

Date

Notes

$I_2(t \frac{p}{R})$ очень мало вблизи центра диска, что приводит к малости $I_2(p, p) \Rightarrow H_d^y(p, \varphi) \sim I_0(p, p)$ имеет цилиндрич. симметрию вблизи $p \neq 0$. Анализ показывает, что $I_2(p, p)$ можно в первом приближении считать $p = \frac{1}{2} R$ (!). И если pinning на краях силен, то central part of disk с $p < \frac{1}{2} R$ наиболее важна, там сконцентрированы. На $m_0(p, \varphi) = m_0(p)$ из-за радиальной симметрии $H_d^y(p, \varphi)$ при $p < \frac{1}{2} R$.

Поэтому задача об определении вихря основной Φ ~ радиально симметричной и "pinning" ее имеет смысл.

Эта задача для вихря была сформулирована еще 17/XII 992.

$$S_\mu^z(p) = \lambda \int_0^R dr' g_{zz}^\mu(p, p') S_\mu^z(p'), \quad g_{zz}^\mu(p, p') = \frac{4\pi}{L} \int_0^\infty dk (e^{-kL} - 1) J_\mu(kp) J_\mu(kp')$$

$$g_{zz}^\mu(p, p') = -\frac{q}{L} \sum_{\mu} \int_0^\infty dk (1 - e^{-kL}) J_\mu(kp) J_\mu(kp') e^{i\mu(\varphi - \varphi')}$$

Доказано (21/XII 992), что Φ имеет вид $J_\mu(x_{\mu} p)$, где x_{μ} определ. из граничных. тран. условий (не объемных).

Дин. моменты $m_\alpha^x(p, \varphi) = \sum_{\mu} m_\mu^x(p) e^{i\mu\varphi}$, $\alpha = z, p, \varphi$.

След. шаг где Φ вихря - 12/II 2002.

Надо решить инт. ур. для $m_{\mu=0}^p(p) \rightarrow$ гасит λ_p и где $m_{\mu=0}^z(p) = m_0^z(p) \rightarrow$ гасит λ_z . Это в предположении радиально сим. мод.

Доказано, что инт. ур. $\lambda_p m_0^p(p) = \int_0^R dr' g_0^{pp}(p, p') m_0^p(p')$ (*)

с $g_0^{pp}(p, p') = -4\pi \int_0^\infty dk k f(kL) J_1(kp) J_1(kp')$ от 12/II 2002 совпадает с g -сум. mode of in-pl magnetized cylinder

с инт. ур. Vortex-dyn. от 21/I 022, только 21/I имеет $\lambda \omega^2$ гравит. и где saturated dot m_x - константа, а не m_p .

Требуется $m_0^p(p=0) = 0$, и $m_0^p \approx J_1(k_0 p)$. Поэтому и pinning

при $p=R$ где $m_0^p(p)$ преобразуется как g vortex radial modes.

15/II 002. показано, что $\frac{\partial m_0^p}{\partial p} \Big|_{p=R} = 0$ не может выполняться, а наоборот без сильной $\times$ strong pinning $m_p(p=R) \neq 0$.

Для радиально сим. мод ($\mu=0$) имеем (12/II 002) инт. ур. где $m_0^p(p)$ и $m_0^p(p) = 0$ (?) т.е. $m_0^x(p) = m_0^p \cos \varphi - m_0^p \sin \varphi = m_0^p \cos \varphi$ (?).

с гравит. силой $m_p = m_x \cos \varphi + m_y \sin \varphi = m_x \cos \varphi = \mu_p \cos \varphi$ как в JAP'00,

т.е. $m_x = \frac{m_p}{\cos \varphi}$. Небольш. Вихря имеем, что $m_{\mu=0}^p = m_0^p + m_0^x$ - это $\mu=0$ гравит. - константа $m(p)$

Date

Notes

→ γ_p гна m_z : $m_z(\vec{r}) = \lambda \int d^2\vec{r}' g_{zz}(\vec{r}, \vec{r}') m_z(\vec{r}')$

Две $m_z(\vec{r}) = m_z(r, \varphi) = m_z(r)$ - разн. сим. маг. $\int d^2\vec{r}' = \int dr' r' d\varphi'(\dots)$ осев. маг. $g_{zz}(\vec{r}, \vec{r}')$ имеет компоненты $\mu = 0$. $m_z = m_0^z$ здесь.

т.е. $(*) (\lambda m_z(r) = \int d^2\vec{r}' g_{zz}^0(r, r') m_z(r')), g_{zz}^0(r, r') = -\frac{4\pi}{L} \int dk (1 - e^{-kL}) J_0(kr) J_0(kr')$

Видно что СФ $m_0^p(r)$ и $m_0^z = m_z(r)$ - разн. сим., $m_z(0) \neq 0$ в рассек.

Диск. Рассек in-plane (mag) magnetized dot (12/11/002):

$\frac{1}{J^2} \omega_n^2 = (H + H_d^n - M_s \lambda_p^n)(H + H_d^n - M_s \lambda_z^n)$, λ_p^n, λ_z^n - сфер. и маг. сфер. маг.

$\lambda_p m_p(\vec{r}) = \int d^2\vec{r}' [g_{pp} m_p(\vec{r}') + g_{pz} m_z(\vec{r}')] - \text{осев. сфер. маг.}$

Аналогично разн. сим. маг. λ_p или λ_z $m_0^p(r)$. $\lambda_x = \lambda_p$ (12/11/002).

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

Если здесь положить $m_x(\vec{r}) = m_x(r)$ и G_{xx} выразить через G_{pp}, G_{pz}, G_{zz} и $\int d\varphi'(\dots)$, то получится уравнение (*) для $m_0^p(r)$ - не, не, не, см. 26/17, разн. сим. $m_0^p(r)$ не сфер. $m_x(r)$.

$g_{zz}^0(r, r') = \left(-\frac{4\pi}{\beta}\right) \int_0^\infty dt [1 - e^{-\beta t}] J_0(tr) J_0(tr')$ и $\lambda_z m_z(r) = \int d^2\vec{r}' g_{zz}^0(r, r') m_z(r')$ - $\beta \rightarrow p/r$

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

Введем $M_z(r) = \sqrt{\beta} m_z(r)$ и $\hat{g}(r, r') = \sqrt{\beta r'} g_{zz}^0(r, r')$, тогда

$\lambda_z M_z(r) = \int_0^1 dr' \hat{g}(r, r') M_z(r')$ имеет сим. по $r \geq r'$ ядро.

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

СФ-разложение по "н": $m_z(\vec{r}) = m_0^z(r) + \sum_{n \neq 0} m_n^z e^{in\varphi}$

Note:

$m_p(r, \varphi) = m_0^p(r) + \sum_{n \neq 0} m_n^p(r) e^{in\varphi}$

И если гана расс. разн. сим. маг. с $n \neq 0$, то мосты не сходят, то $m_0^z(r) = m_0^p(r)$ или $m_0^z(r) = m_0^x(r)$ - осев. маг. СФ

(0 || $\vec{M}_0$). 2) $m_0^z(r) \sim J_0(k_0 r/R)$, т.е. то маг. ось p. Бессель, как мхо было предполагалось в JAP'00. Век $J_m(\alpha_{mp}) e^{in\varphi}$ -

- это exchange СФ и гана. упрощение по мн. неограниченно больш. СФ, тогда как две первых маг. (exchange $\rightarrow 0$) адекватно описывают

разложение по малостат. СФ: $m_z(r, \varphi)$ и $m_x(r, \varphi)$ или $m_0^z(r), m_0^x(r)$ в а.г. разн. сим. маг. Похоже $m_0^z(r) \sim J_0(kr)$, а $m_0^x(r) \sim J_1(kr)$.

Date

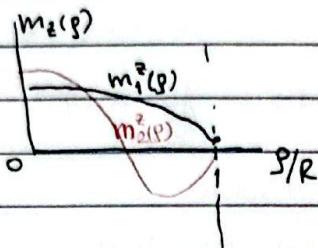
Notes



25/VI

Incidence penome int. γp . que $m_z^{\pm}(\rho)$ of in-plane magnetized cylinder.

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



$$\frac{m_1^{\pm}(\rho=R)}{m_1^{\pm}(0)} = 0.0672; \quad \frac{m_2^{\pm}(R)}{m_2^{\pm}(0)} = -0.0154$$

$m_1^{\pm}(\rho)$ noxoma na $J_0(\gamma \rho/R)$.

$$\frac{m_1^{\pm}(R)}{m_1^{\pm}(0)} = J_0(\gamma) = 0.0672 \text{ gace } \gamma = 2.278,$$

Two strong pinning value $\gamma_{01} = 2.05$ or $18/\sqrt{1}$.

Due to strong pinning $m_z^{\pm}(\rho) = J_0(\gamma_{02} \frac{\rho}{R})$, $m_z^{\pm}(\rho) = 0$ u/m $x = \frac{\rho}{R} = \frac{895}{200} = 0.447$

Penome $J_0(\gamma_{02} \cdot 0.447) = 0$ gace $\gamma_{02} = \frac{2.404}{0.447} = 5.38$, u/m rem

Two strong pinning test is $\alpha_{02} = 5.52$. $J_0(\alpha_{02}) = 0$.

2) $\beta = 1/75$, $N = 200$ - kapoma CP takaa me kav $\beta = 1/75$

$$\frac{m_1^{\pm}(R)}{m_1^{\pm}(0)} = 8.58 \cdot 10^{-2}, \quad \frac{m_2^{\pm}(R)}{m_2^{\pm}(0)} = -7.91 \cdot 10^{-2} - \text{pinning ocras}$$

$\frac{m_1^{\pm}(R)}{m_1^{\pm}(0)} = J_0(\gamma)$ gace $\gamma = 2.244$, two znach. $\gamma_{01} = 1.81$ or $18/\sqrt{1}$ fitted

Due to strong pinning $m_z^{\pm}(\rho) = J_0(\gamma_{02} \frac{\rho}{R})$, $m_z^{\pm}(\rho) = 0$ u/m $x = \frac{\rho}{R} = \frac{97}{200} = 0.485$

u/m $J_0(\gamma_{02} \cdot 0.485) = 0$, $\gamma_{02} \cdot 0.485 = \alpha_{02} = 2.404 \rightarrow \gamma_{02} = 4.96$, u/m

Two strong pinning test is $\alpha_{02} = 5.52$. Penome $\frac{m_2^{\pm}(R)}{m_2^{\pm}(0)} = J_0(\gamma_{02}) = -7.91 \cdot 10^{-2}$

- ypravnenie u/m $\rho = R$ gace $\gamma_{02} = 5.29$. γ_{02} znach. $\gamma_{02} = 5.29$ or $18/\sqrt{1}$ fitted. T.k. tam poverenno $m_x(\rho) \sim J_0(\gamma \rho)$, a gace $m_z(\rho)$.

$\rightarrow$ Ho gne zecor nago znach na remova CP $m_z^{\pm}(\rho)$ c pagnanovai cem., no u $m_z^{\pm}(\rho)$. Nozovny pacer of dip. Gap comacho JAP'00 ne upoxogut, begb xach $m_z^{\pm} \sim J_0(\gamma \rho)$, $m_z^{\pm}(\rho) \sim J_1(\gamma, \rho)$. no (EMMA-pap.)

Povabog: pag. cem. CP $m_z(\rho)$, $m_x(\rho) \sim J_0(\gamma \frac{\rho}{R})$ - vzrem.

int. γp . gace pinning ocras, rem fitted γ no zec. torcam.

Vozremo yzre dace totvay CP $m_{z,x}(\rho, \epsilon)$ vpravogut k ocrablenno γp pinning. T.k. zibuc. of u/m gachan k $m_z(\rho, \epsilon)$ baceva u/m $\rho \leq R$.

SW

Seagate

Business Diary

Date

Notes

Две массы $\begin{cases} m_x = m_p \cos \varphi - m_\varphi \sin \varphi \\ m_y = m_p \sin \varphi + m_\varphi \cos \varphi \end{cases}$, $m_\alpha = m_\alpha(p, \varphi)$, $\alpha = x, y, p, \varphi$.

но независимы $m_y \equiv 0$ (т.к. $\vec{M}_0 \parallel OY$). Это дает $m_x(p, \varphi) = \frac{m_p(p, \varphi)}{\cos \varphi}$ и

$m_\varphi(p, \varphi) = -\tan \varphi \cdot m_p(p, \varphi)$ - балансируем момент, см. JAP'00.

$$g_{pp}^{pp} \rightarrow g_{pp}^{pp}(p, p') = -4\pi \int_0^\infty dk k f(kL) J_1(kp) J_1(kp')$$

Далее получаем

$$\text{см. мод } m_0^x(p): g_{zz}^{xx}(p, p') = -\frac{4\pi}{L} \int_0^\infty dk (1 - e^{-kL}) J_0(kp) J_0(kp')$$

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

$$\rightarrow \text{На д.р. сф: } \int d^2 \vec{p}' G_{xx}(\vec{p}, \vec{p}') m_x(p') = \lambda_x m_x(p), \text{ и } \int d^2 \vec{p}' G_{zz}(\vec{p}, \vec{p}') m_z(p') = \lambda_z m_z(p)$$

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

$$[...] = D \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} - i\omega \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} + H_d^y \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} - M_s \begin{pmatrix} \lambda_x & 0 \\ 0 & \lambda_z \end{pmatrix}$$

$$m_z(p) \int (D + H_d + M_s \lambda_x) m_x(p) + i\omega m_z(p) = 0, \text{ кангои сф негору/небави}$$

$$m_x(p) \int -i\omega m_x(p) + (D + H_d - M_s \lambda_z) m_z(p) = 0, \text{ номер } m_z \rightarrow m_z^e, m_x \rightarrow m_x^e$$

$$\sim \int d^2 \vec{p}' (\dots), D \rightarrow H$$

$$\text{Смена: } \begin{cases} \int d^2 \vec{p}' (H + H_d + M_s \lambda_x) m_z(p) m_x(p) + i\omega = 0 \\ -i\omega + \int d^2 \vec{p}' (H + H_d + M_s \lambda_z) m_x(p) m_z(p) = 0 \end{cases}, \int m_z^2(p) d^2 \vec{p}' = 1 - \text{нормировка}$$

$$\text{Умножаем слева на } \langle I_{xz}^{ee'} = \int d^2 \vec{p}' m_x^e(p) m_z^e(p) \rangle \text{ и } \langle H_d^y | \rangle = \int d^2 \vec{p}' m_z^e(p) H_d^y(p) m_x^e(p).$$

$$\langle H_d^y | I_{xz}^{ee'} \rangle = H_d^{ee'}$$

$$(I_{xz}^{ee'} H + H_d^{ee'} - M_s \lambda_x I_{xz}^{ee'}) + i\omega I_{xz}^{ee'} = 0$$

$$-i\omega I_{xz}^{ee'} + (I_{xz}^{ee'} H + H_d^{ee'} - M_s \lambda_z I_{xz}^{ee'}) = 0$$

$$\frac{1}{\omega^2} = (I_{xz}^{ee'} H + H_d^{ee'} - M_s \lambda_x I_{xz}^{ee'}) (I_{xz}^{ee'} H + H_d^{ee'} - M_s \lambda_z I_{xz}^{ee'})$$

$$\text{См. сф } m_z^e(p) \sim m_x^e(p) \text{ сдвиги огибающей, } \rightarrow I_{xz}^{ee'} = \delta_{xz}^{ee'}$$

$$\text{Нм } p \rightarrow 0, \lambda_x \rightarrow 0, \lambda_z \rightarrow -4\pi$$

$$\text{См. } e \text{ и } e' \text{ координаты. рад. см. тогда } m_0^x = a \cdot J_0(k_{on} \frac{p}{R}), m_0^y = b J_1(k_{in} \frac{p}{R})$$

$$\rightarrow I_{00} = \int d^2 \vec{p}' a b J_0(k_{on} \frac{p}{R}) J_1(k_{in} \frac{p}{R}) = 2\pi a b \int_0^R dp p J_0(\frac{p}{R}) J_1(\frac{p}{R}) = 2\pi a b R^2 \int_0^1 dx x J_0(x) J_1(x) - \text{не берем } x=0$$

$$\frac{1}{R^2} = \bar{a}^2 = \int_0^R dp p J_0^2(\frac{p}{R}) = R^2 \int_0^1 dx x J_0^2(x), \bar{b}^2 = R^2 \int_0^1 dx x J_1^2(x) = \frac{1}{8}$$

$$\text{Total Gap: } \frac{1}{\omega_{00}^2} (\mu=0) = (H_d^{00} - M_s \lambda_x I_{00}) (H_d^{00} - M_s \lambda_z I_{00}), \text{ Slope} = \frac{1}{8} 4\pi M_s (I_{00})^2$$

Date Notes

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

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

Гуарантеированная
буква 2x2

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

То же самое расчета $\omega_{ll'}^2$, потому что как надо $m_z(\vec{p}) = \sum_l a_z^l m_z^l(\vec{p})$

и разлож. $m_x(\vec{p}) = \sum_l a_x^l m_x^l(\vec{p})$ и замещая систему ур. где

SW заменим a_z^l, a_x^l как в JAP'00. $l = (mn), l' = (m'n')$, l, l' - индекс CF G_{xx}

Но $\rightarrow$ к тому же надо знать λ_x и $m_x(\vec{p})$, а уравнение есть
где λ_p и $m_p(\vec{p})$. Их через кривая, которую не збрасывай 12/11/002.

Везде $m_{\mu=0}^p(\vec{p})$ не возбуждает нуль $m_x(\vec{p})$ как $\frac{m_0^p(\vec{p})}{\cos\varphi}$.

Видно же нулевые акс. сим. $m_x(\vec{p})$ и есть $m_p(\vec{p}, \varphi) = f(\vec{p}) \cos\varphi$,
тогда $\mu=1$, а не 0". Момент $m_x(\vec{p}) \sim J_0(x\vec{p})$ и не такие мюхал CF?
(как в JAP'00)

Укр. гр. $\lambda_x m_x(\vec{p}) = \int d^2\vec{p}' G_{xx}(\vec{p}, \vec{p}') m_x(\vec{p}')$

Далее, то же самое CF для осев. симметрии $m_x(\vec{p})$ - радиально сим.

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

$\rightarrow$ надо найти $g_{xx}(\vec{p}, \vec{p}') = \int d\varphi' G_{xx}(\vec{p}, \vec{p}')$ и показать, что она не F(φ).

Впрямую можно возмущать уравнение как 18/I, где $\varphi_0=0$, $l(\vec{p}) = m_x(\vec{p})$.

$$\text{и } m_p = m_x \cos\varphi, \quad m_\varphi = -m_x \sin\varphi, \quad m_y = 0.$$

$$G_{xx}(\vec{p}, \vec{p}') = \cos\varphi' [-\sin\varphi G_{\varphi p} + \cos\varphi G_{pp}] + \sin\varphi' [\sin\varphi G_{p\varphi} - \cos\varphi G_{p\varphi}]$$

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

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

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

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

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

26/VI

SW



Seagate

Business Diary

Date 27

Notes

$$\int d\varphi' G_{xx}(\vec{r}, \vec{r}') = -\sin\varphi \cdot 2\pi \sin\varphi \vartheta_1(\varphi\varphi') + \cos\varphi \cdot 2\pi \cos\varphi \vartheta_1 + \sin\varphi \cdot 2\pi \sin\varphi a_1 - \cos\varphi \cdot 2\pi \cos\varphi \vartheta_1(\varphi\varphi') = 2\pi [\cos^2\varphi (a_1 - \vartheta_1(\varphi\varphi')) + \sin^2\varphi (a_1 - \vartheta_1(\varphi\varphi'))] = f(\varphi)$$

Вернувшись к предположению от 20/1,

должно быть $C_1(\varphi\varphi') - \vartheta_1(\varphi\varphi') = a_1(\varphi\varphi') - \vartheta_1(\varphi\varphi')$, но это не вытекает.Надо указать ошибку 20/1, см. 26/VI, ошибка нет, $\int d\varphi' G_{xx}$ зависит от φ' .→ Если тогда $\int d\varphi' G_{xx}(\vec{r}, \vec{r}') = 2\pi [C_1(\varphi\varphi') - \vartheta_1(\varphi\varphi')]$ не зависит от φ' ,если ошибка 20/1 нет, то аналогия $m_x(\varphi)$ - рад. сим. не проходит.

Допустим $\vec{h} \cdot \vec{m} d\vec{r} = h_x \cdot \int d^2\vec{r} m_x(\vec{r}) \neq 0$ где возмущения, это невозможно если $m_x(\vec{r}, \varphi) \sim \cos\mu\varphi$ или $\sin\mu\varphi$.

$$\sum_{\mu} \mu \vartheta_{\mu} e^{i\mu\varphi} = \sum_{\mu < 0} (1) + \sum_{\mu > 0} (1) = \left| \begin{smallmatrix} \mu \rightarrow -\mu \\ \vartheta \rightarrow \vartheta_{\text{сим}} \end{smallmatrix} \right| = -\sum_{\mu > 0} \mu \vartheta_{-\mu} e^{-i\mu\varphi} + \sum_{\mu > 0} \mu \vartheta_{\mu} e^{i\mu\varphi} =$$

$$= |\vartheta_{-\mu} = \vartheta_{\mu}| = \sum_{\mu > 0} \mu \vartheta_{\mu} [e^{i\mu\varphi} - e^{-i\mu\varphi}] = 2i \sum_{\mu > 0} \mu \vartheta_{\mu} \sin\mu\varphi$$

$$\sum_{\mu} e^{i\mu\varphi} C_{\mu} = C_0 + \sum_{\mu < 0} (1) + \sum_{\mu > 0} (1) = C_0 + \sum_{\mu > 0} C_{-\mu} e^{-i\mu\varphi} + \sum_{\mu > 0} C_{\mu} e^{i\mu\varphi} = C_0 + 2 \sum_{\mu > 0} C_{\mu} \cos\mu\varphi$$

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

$$G_{\varphi\varphi}(\vec{r}\vec{r}') = C_0(\varphi\varphi') + 2 \sum_{\mu > 0} C_{\mu}(\varphi\varphi') \cos\mu(\varphi - \varphi');$$

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

26/VI Надо проверить вывод $G_{xx}(\vec{r}, \vec{r}')$ и $\int d\varphi' G_{xx}(\vec{r}, \vec{r}')$ в частности неужели получается энерг. расходится

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

Проблема то, что G_{xx} , x -декартовы координаты и $G_{xx} \sim \frac{\partial}{\partial x \partial x'} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|}$ и $\frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|}$ плохо преобразуется и зап-то в поляр. координатах ρ, φ .

$$\frac{\partial}{\partial x} = \text{Re } e^{i\varphi} \left(\frac{\partial}{\partial \varphi} - \frac{i}{\rho} \frac{\partial}{\partial \varphi} \right) = \text{Re} (\cos\varphi + i \sin\varphi) \left(\frac{\partial}{\partial \varphi} - \frac{i}{\rho} \frac{\partial}{\partial \varphi} \right) =$$

$$= \cos\varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} + \frac{\sin\varphi}{\rho} \frac{\partial}{\partial \varphi}, \quad \frac{\partial}{\partial x} = (\vec{e}_x \cdot \nabla) = (\hat{\rho} \cos\varphi - \hat{\varphi} \sin\varphi) \cdot \left(\hat{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} + \hat{\varphi} \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \varphi} \right) =$$

$$= \cos\varphi \cdot \frac{\partial}{\partial \rho} - \frac{\sin\varphi}{\rho} \frac{\partial}{\partial \varphi} - \text{и т.д.}$$

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

$$- \cos\varphi \sin\varphi' \frac{1}{\rho'} \frac{\partial}{\partial \varphi'} \frac{\partial}{\partial \rho} - \sin\varphi \cos\varphi' \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \varphi} \frac{\partial}{\partial \rho'} + \sin\varphi \sin\varphi' \frac{1}{\rho \rho'} \frac{\partial}{\partial \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi'}$$

Date

Notes

Составим операторы возмущения $G_{\alpha\beta}(\vec{p}\vec{p}') = -\frac{1}{2} \langle (\nabla_{\alpha})_{\alpha} (\nabla_{\beta})_{\beta} \frac{1}{|\vec{r}-\vec{r}'|} \rangle_{\vec{r},\vec{r}'}$
 найдем же $G_{xx}(\vec{p}\vec{p}')$ полагая $\vec{r} = JAP'00$, с учетом

$$\nabla_{\vec{r}} = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right).$$

А не забудем, что при $\varphi \rightarrow -\varphi$, $\varphi' \rightarrow -\varphi'$ в $G_{xx}(\vec{p}\vec{p}')$ - оператор.

$$\text{Тогда } G_{xx}(\vec{p}\vec{p}') = \cos\varphi' [\sin\varphi G_{\varphi\varphi} + \cos\varphi G_{\varphi\varphi'}] + \sin\varphi' [\sin\varphi G_{\varphi\varphi} + \cos\varphi G_{\varphi\varphi'}]$$

$$\text{Тогда надо решить. } C_1 + b_1(p, p') = a_1 + b_1(p, p') = \text{const. } 20/I$$

$$\begin{aligned} \rightarrow a_1(p, p') + b_1(p, p') &= -\frac{2}{p, p'} \int \frac{dk}{k} f J_1(k, p) J_1(k, p') + \frac{1}{p} \int dk f [J_0(k, p) - J_2(k, p)] J_1(k, p) = \\ &= \frac{1}{p} \int dk f J_1(k, p) \left[-\frac{2}{x'} J_1(x') + J_0(k, p') - J_2(k, p') \right] = \left[J_0 + J_2 = \frac{2}{x} J_1 \right] = \\ &= -\frac{2}{p} \int dk f J_1(k, p) J_2(k, p') \end{aligned}$$

$$\rightarrow C_1(p, p') + b_1(p, p') = (-2) \int \frac{dk}{k} f \frac{\partial J_1(k, p)}{\partial p} \left[\frac{\partial J_1(k, p')}{\partial p'} - \frac{1}{p'} J_1(k, p') \right]$$

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

$$\rightarrow C_1 + b_1(p, p') = (-2) \int dk f \frac{\partial J_1(k, p)}{\partial p} (-1) J_2(k, p') = 2 \int dk f \frac{\partial J_1(k, p)}{\partial p} J_2(k, p')$$

Нужно поправ. с $20/I$ не учитывать, только $J_0(k, p') \rightarrow J_2(k, p')$.

Нужна же - по выводу.

10/11 было замечено соотношение для q, μ, ν . ФТ :

$$Q_{mn}^{\mu\nu} + 2P_{mn}^{\mu\nu} = -1, \quad Q_{\ell}^{\ell} = \langle \ell | G_{zz} | \ell \rangle, \quad P_{\ell}^{\ell} = \langle \ell | G_{xx} | \ell \rangle$$

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

и учтя $u_{\ell}(\vec{p})$ некие ортогоналы. Система гравитации

$$P_{\ell}^{\ell} = \frac{1}{4\pi} \langle \ell | G_{xx} | \ell \rangle = \frac{1}{4\pi} \int d^2\vec{p} d^2\vec{p}' u_{\ell}(\vec{p}) G_{xx}(\vec{p}\vec{p}') u_{\ell}^*(\vec{p}')$$

$$Q_{\ell}^{\ell} = \frac{1}{4\pi} \langle \ell | G_{zz} | \ell \rangle \text{ и } O_{\ell}^{\ell} = \langle \ell | G_{yy} | \ell \rangle \frac{1}{4\pi} \rightarrow P_{\ell}^{\ell} + O_{\ell}^{\ell} + Q_{\ell}^{\ell} = -1$$

Итак, $u_{\ell}(\vec{p}) = u_{\ell}(p, \varphi) = \sum_{\mu} u_{\ell}^{\mu}(p) e^{i\mu\varphi}$ - разложение в ряд по φ .

$$P_{\ell}^{\ell} = \frac{1}{4\pi} \int d\varphi d\varphi' \int d\varphi d\varphi' \left[-\frac{1}{\pi} \int d^2\vec{k} f(k, L) \cos^2\varphi_k e^{i\vec{k}(\vec{p}-\vec{p}')} \right] \sum_{\mu, \mu'} u_{\ell}^{\mu}(p) u_{\ell}^{\mu'}(p') e^{i\mu\varphi} e^{i\mu'\varphi'}$$

$$\int d\varphi e^{i\vec{k}\vec{p}} e^{i\mu\varphi} = \int d\varphi e^{ikp \cos(\varphi - \varphi_k)} e^{i\mu\varphi} = 2\pi i^{\mu} e^{i\mu\varphi_k} J_{\mu}(kp)$$

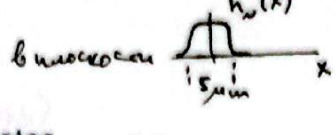
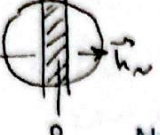
$$P_{\ell}^{\ell} = \frac{1}{4\pi} \int d\varphi d\varphi' \left(\frac{1}{\pi} \right) \int d^2\vec{k} f(k, L) \cos^2\varphi_k \sum_{\mu, \mu'} u_{\ell}^{\mu}(p) u_{\ell}^{\mu'}(p') \cdot 2\pi i^{\mu} e^{i\mu\varphi_k} J_{\mu}(kp) \cdot 2\pi i^{\mu'} e^{-i\mu'\varphi_k} J_{\mu'}(kp')$$

$$I_{\mu\mu'} \equiv \int d\varphi d\varphi' u_{\ell}^{\mu}(p) J_{\mu}(kp) \cdot i^{\mu} e^{i\mu\varphi_k} = I_{\mu\ell}(\vec{k})$$

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

Знач. сфера

НБТМО



Seagate Business Diary

схема локального возбуждения (срв-3 мм)
густота $\rho = 15 \text{ мкм}$
 $\vec{h}_n \approx (h_n^x, 0, 0)$ и h_n^x не зависит от y .

Date Notes

$$\sum_{\mu} a_{\mu} a_{\mu}^* = \sum_{\mu} a_{\mu} (a_{\mu})^* = |\sum_{\mu} a_{\mu}|^2$$

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

обобщая Eq. (9) из JAP'00 (там одно μ , но зато зависимость от φ как $\varphi_{\mu}(\varphi)$).

$$I_{\mu\ell}(\vec{k}) = i^{\mu} e^{i\mu\varphi_k} \int d^2 p u_{\ell}^{\mu}(p) J_{\mu}(kp), \text{ где } u_{\ell}(p) - \text{объем.}$$

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

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

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

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

Но если бы по μ было одно значение, то замена $\varphi_k \rightarrow \varphi_k + \pi/2$ в $Q_{\ell\ell}$ с учетом $F(\varphi_k + \pi/2) = F(\varphi_k)$, $\sin^2 \varphi_k \rightarrow \cos^2 \varphi_k$ давала бы $(Q_{\ell\ell}^{\ell} = P_{\ell\ell}^{\ell})$ как в JAP'00.

$$\text{и } (2P_{\ell\ell}^{\ell} + Q_{\ell\ell}^{\ell} = -1) \text{ это возмущено бы тем что там } Q_{\ell\ell}^{\ell} \text{ где раскрывалось.}$$

$$\text{Тогда } \left| \sum_{\mu} I_{\mu\ell}(\vec{k}) \right|^2 \rightarrow \left| I_{\mu\ell}(\vec{k}) \right|^2 - \text{не зависит бы от } \varphi_k.$$

$\rightarrow$ Там же было бы одно $|\mu|$, $\sin \mu \varphi$, $\cos \mu \varphi$ с $\mu = \pm |\mu|$ гонимыми.

Если гонимые, то $u_{\ell}(p) = u_{\ell}(p)$ - равномерно сим., т.е. $\mu = 0$

$$\text{то } I_{0\ell}(k) = \int d^2 p u_{\ell}(p) J_0(kp) \neq 0 \text{ и } 2P_{\ell\ell}^{\ell} + Q_{\ell\ell}^{\ell} = -1 \text{ выполняется.}$$

Нужно $u_{\ell}(p)$ есть сфера $\in \Phi$ $G_{zz}(p, p')$, $Q_{\ell\ell}^{\ell} = \frac{1}{4\pi} \langle 1 | G_{zz} | \ell \rangle$ известен
 $P_{\ell\ell}^{\ell} = -\frac{1}{2} (1 + Q_{\ell\ell}^{\ell})$ и можно не считать $P_{\ell\ell}^{\ell} = \frac{1}{4\pi} \langle 1 | G_{xx} | \ell \rangle \rightarrow$ сразу имеем ω_{ℓ}^2 .

$$u_n^*(p) = \sum_{\ell} a_{\ell}^n u_{\ell}(p), \quad u_n^z(p) = \sum_{\ell} b_{\ell}^n u_{\ell}(p) \text{ и } P_{\ell\ell}^{\ell} \text{ считаем в квадратичном}$$

в/мблизком по $\Phi - G_{zz}$ $u_{\ell}(p)$. Это в/мблизк. дв. чл. чл. где G_{zz} уга, но где уга G_{xx} надо показать, что $u_n^*(p)$ хос похожи на $u_{\ell}^z(p)$.

Т.е. Φ G_{xx} надо знать хоса бы где ошечен чл. чл. где $G_{zz} - u_{\ell}(p)$.

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

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

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

$$\rightarrow \frac{1}{(2\pi)^2} \int d\varphi d\varphi' G_{xx}(\vec{p}, \vec{p}') = - \int dk k f(kL) J_0(kp) J_0(kp'), \text{ где } g_{zz}^0(p, p') = -\frac{1}{L} \int dk [1 - e^{-kL}] \times$$

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

Date

Notes

$$\int d\varphi_k = 2\pi$$

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

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

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

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

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

$$= -2 \int dk k f J_0 J_0 - 2 \int dk k [1-f] J_0 J_0 = -2 \int dk k J_0(k\rho) J_0(k\rho') = -2 \cdot \frac{1}{\pi} \delta(\vec{p}-\vec{p}')$$

$$\text{Вспомогательная } S p G_{\alpha\beta}(\vec{p}, \vec{p}') = G_{xx}(\vec{p}, \vec{p}') + \dots = -4\pi \delta(\vec{p}-\vec{p}') = -\frac{4\pi}{\rho} \delta(\rho-\rho') \delta(\varphi-\varphi')$$

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

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

$$\int d\varphi_k \cos^2 \varphi_k e^{i\vec{k}\vec{p}} = \int d\varphi_k \frac{1}{2} (1 + \cos 2\varphi_k) e^{i\vec{k}\vec{p}} = \frac{1}{2} \int d\varphi_k [1 + \frac{1}{2} e^{i2\varphi_k} + \frac{1}{2} e^{-i2\varphi_k}] e^{i\vec{k}\vec{p}} \cos(\varphi_k - \varphi_p) =$$

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

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

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

$$\text{Вспомогательная } \int d\varphi d\varphi' G_{xx}(\vec{p}, \vec{p}') = -(2\pi)^2 \int dk k f(kL) J_0(k\rho) J_0(k\rho') - \text{Вспомогательная}$$

$$\frac{2\pi}{\pi} \text{ дано } \text{вспомогательная } \frac{1}{2\pi} \int d\varphi d\varphi' G_{xx}(\vec{p}, \vec{p}') = \cos^2 \varphi [c_1 - b_1(\rho, \rho')] + \sin^2 \varphi [a_1 - b_1(\rho, \rho')] =$$

$$= \frac{1}{2} (1 + \cos 2\varphi) (1) + \frac{1}{2} (1 - \cos 2\varphi) (2) = \frac{1}{2} [c_1 + a_1 - b_1(\rho, \rho') - b_1(\rho, \rho')] +$$

$$+ \frac{1}{2} \cos 2\varphi [c_1 - a_1 - b_1(\rho, \rho') + b_1(\rho, \rho')]$$

$$c_1 + a_1 - b_1(\rho, \rho') - b_1(\rho, \rho') = -2 \int dk f(\dots) = (-2) \int dk f \frac{\partial J_1(k\rho)}{\partial \rho} J_0(k\rho') +$$

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

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

$$c_1 - a_1 - b_1(\rho, \rho') + b_1(\rho, \rho') = -2 \int dk k f J_0(k\rho) \left[\frac{\partial J_1(x)}{\partial x} - \frac{1}{x} J_1(x) \right] =$$

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

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

$$= - \int dk k f J_0(k\rho) [J_0(k\rho) - \cos 2\varphi J_2(k\rho)], \text{ что совпадает с } \text{вспомогательной}$$

$$\rightarrow \text{Вспомогательная: } \text{два паразита } 20/\pi \text{ и } 25/\pi \text{ Вспомогательная, } \text{на } \int d\varphi d\varphi' \dots$$

27-28/VI

Date

Notes

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{1}{2\pi} \int d\varphi' G_{xx}(\vec{p}, \vec{p}') &= - \int dk k f(kL) J_0(k\rho) [J_0(k\rho) - J_2(k\rho) \cos 2\varphi] \\ \left(\frac{1}{4\pi M_s} \right) H_d^y(\rho, \varphi) &= \frac{1}{2} \int dt f(\rho t) J_1(t) \left[J_0\left(t \frac{\rho}{R}\right) + J_2\left(t \frac{\rho}{R}\right) \cos 2\varphi \right] \end{aligned} \right. \quad \begin{array}{l} \text{— огибающая} \\ \text{зависимости} \\ \text{от } \varphi. \end{array}$$

Упр. 9. $\lambda_x m_x(\vec{p}) = \int d\vec{p}' d\varphi' G_{xx}(\vec{p}, \vec{p}') m_x(\vec{p}'), \quad \lambda_z m_z(\vec{p}) = \int d\vec{p}' d\varphi' G_{zz}(\vec{p}, \vec{p}') m_z(\vec{p}')$

вычислено при $\beta \ll 1$ и сферич. издм. сферич. упрощение по φ
 и в брэнне за упрощен. вычислениям разумеется сущ. погр.

27/VI → переименование Comment - PRL no MPD-vortex с Holodogam.

Резюме сегодн. мейн Pre-Publ. Approval for Comment

(не погнущан Chantrelle, но еще орг. Андреаса), APL paper
 (int. review by Andreas and Heijden - ngen), Nove-Abs. (?), SV-Rectan. Abstract
 (can name 2 referee, Zhou и Verdonk). Обсуждение сби SV-paper
 to Hong Zhou.

→ Переименование, переименование Abstract с Chantrelle no SV-Rectan.

Вычисл. k -уравнения $\Lambda_\mu(k, k') = \int d\vec{p} J_\mu(k\rho) J_\mu(k'\rho)$

$\forall \mu$ при $\frac{R}{L} \rightarrow \infty \quad \Lambda_\mu(k, k') = \frac{2}{\pi} \frac{\sin(k-k')R}{(k^2 - k'^2)} \approx \frac{1}{k} \delta(k-k')$

$\lambda_z^M m_z^M = \int d\vec{p}' d\varphi' g_{zz}^M(\rho, \rho') m_z^M(\rho'), \quad m_z(\rho, \varphi) = \sum_{\mu} m_z^M e^{i\mu\varphi}$

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

Paper  Grav. dep. field H_d^y

28/VI M_z -за брэнне. Прогнози нагнел $I_0(\beta, \rho)$ и $I_2(\beta, \rho)$ анамнорелен,
 но что $\beta \ll 1$ ($\rho \rightarrow R$). In unrefined model expects $\rho \rightarrow 1-0$, но что $\rho \rightarrow 1-0$ $\rho \rightarrow 1-0$

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

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

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

$= \frac{1}{2} \beta \frac{\Gamma(3/2)}{\Gamma(2)\Gamma(1/2)} F\left(\frac{3}{2}, \frac{1}{2}, 2, \rho^2\right); F(\rho^2)$ можно заменить β без погр. по $\rho^2 \ll 1$.

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

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

Date

Notes

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

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

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

$$I_0(\beta, p=0) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2\beta} [\sqrt{1+\beta^2} - 1 - \beta] \approx \frac{1}{4} \beta \quad \text{u/m } \beta \ll 1.$$

Оценим, что в 2001/18 и учтем

$$J(\beta, \beta) = \int_0^\infty dx x' g_{22}(\beta, \beta') = -\frac{4\pi}{\beta} \int_0^\infty dx [1 - e^{-\beta x}] \frac{J_1(x)}{x} J_0(\beta x)$$

$$\frac{1-e^{-\beta x}}{\beta x} = 1 - f(\beta x), \quad \text{и } J(\beta, \beta) = -4\pi \int_0^\infty dt [1 - f(\beta t)] J_1(t) J_0(\beta t) =$$

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

$$\frac{1}{4\pi} J(\beta, \beta) = -\Theta(1-\beta) + 2 I_0(\beta, \beta), \quad \text{т.е. } I_0(\beta, \beta) \text{ связано с } J(\beta, \beta)$$

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

$$\Theta(1-\beta) - 1 = \begin{cases} 1, & \beta < 1 \\ 0, & \beta = 1 \\ -1, & \beta > 1 \end{cases} \quad \text{и } \Theta(1-\beta) = \begin{cases} 0, & \beta < 1 \\ -1/2, & \beta = 1 \\ -1, & \beta > 1 \end{cases}$$

$$I_0(\beta \ll 1, \beta) = \begin{cases} 0, & \beta < 1 \\ -1/4, & \beta = 1 \\ -1/2, & \beta > 1 \end{cases} \quad \text{— можно положить в } \beta \rightarrow 0 \text{ и предельно,}$$

большое нас интересует если $\beta < 1$, где $I_0 \approx 0$.

Все связано с $I_{(-101)}(\beta, \beta) = \int_0^\infty dx e^{-\beta x} \frac{J_1(x)}{x} J_0(\beta x)$ — см. 24-26/18012, но там $\beta=0$ верно.

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

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

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

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

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

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

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

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

$$I_{(-101)}(1, \beta) = \text{надо посчитать.}$$

u/m $\beta \ll 1$

кабачно, т.к. надо

использовать $E(k \approx 1)$
 $K(k \approx 1)$

Date

Notes

Но для нас кон. 8.122-г.р.р. $E(k)K(k') + E(k')K(k) - K(k)K(k') = \pi$
 возмущения $\Omega_0(\frac{\pi}{2}, k) = 1$.

$$I_{(-101)}(1, \beta) = \frac{2}{\pi} \frac{1}{k} E(k) + \frac{\beta}{2} \Omega_0(\frac{\pi}{2}, k) - \beta = \frac{1}{2} \sqrt{4+\beta^2} - \frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{4+\beta^2}} - \frac{\beta}{2} =$$

$$= \frac{1}{2} \frac{3+\beta^2}{\sqrt{4+\beta^2}} - \frac{1}{2} \beta$$

no dependence on $24/E$ or. - independent (independent) we know

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

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

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

$$I_0(\beta, \rho=1) = \frac{1}{2} - \frac{1}{2\beta} \frac{1}{2} [\frac{3}{2} - \frac{3+\beta^2}{\sqrt{4+\beta^2}}] \approx \frac{1}{4} - \frac{1}{4\beta} [-\frac{5}{16} \beta^2] - \text{recurs.}$$

$$\text{Hence } I_0(\beta, \rho \rightarrow 1-0) = \frac{1}{2} - \frac{1}{2\beta} [\frac{3}{4} - \frac{1}{2} \frac{3+\beta^2}{\sqrt{4+\beta^2}} + \frac{1}{2} \beta]$$

$$\frac{2}{\pi} \frac{1}{k} E(k) = \frac{2}{\pi k} [1 + \frac{1}{2} k'^2 (\ln \frac{4}{k'} - \frac{1}{2}) + \dots] = |k' \beta| = \frac{2}{\pi} \frac{\sqrt{4+\beta^2}}{2} + O(\beta^2)$$

$k \rightarrow 1, k' \rightarrow 0$

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

Even $\beta \rightarrow \infty, k \rightarrow 0, E(k) = \frac{\pi}{2} (1 - \frac{1}{4} k^2) \approx \frac{\pi}{2}$ u $I_{(-101)}(1, \beta) = \frac{\sqrt{4+\beta^2}}{2} - \frac{\beta}{2} \rightarrow 0$
 No y var $\beta \ll 1, k \rightarrow 1, k' \rightarrow 0$.

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

$$I_{(-101)}(1, \beta) = \frac{2}{\pi} [1 + O(\beta^2)] - \frac{1}{2} \beta = \frac{2}{\pi} - \frac{1}{2} \beta + O(\beta^2) \text{ when } \rho \rightarrow 1-0, \beta \ll 1.$$

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

$$I_0(\beta, \rho=1-0) = \frac{1}{2} - \frac{1}{2\beta} [I_{(-101)}(1, 0) - I_{(-101)}(1, \beta)] = \frac{1}{2} - \frac{1}{2\beta} [\frac{2}{\pi} - \{\frac{2}{\pi} E(k) - \frac{1}{2} \beta\}] =$$

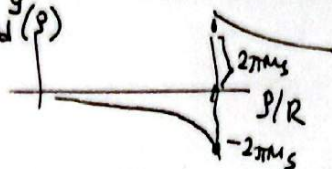
$$= \frac{1}{2} - \frac{1}{2\beta} [\frac{2}{\pi} - \{\frac{2}{\pi} + \frac{2}{\pi} \frac{\beta^2}{8} + \frac{2}{\pi} \frac{\beta^2}{4} (\ln \frac{4}{k'} - \frac{1}{2}) - \frac{\beta}{2}\}] =$$

$$= \frac{\theta(1-\rho)}{2} - \frac{1}{2\beta} [\frac{\beta}{2} - \frac{2}{\pi} \{\frac{\beta^2}{8} + \frac{\beta^2}{4} (\ln \frac{4}{k'} - \frac{1}{2})\}] = \frac{1}{2} [\theta(1-\rho) - \frac{1}{2}] + \frac{1}{\pi} \frac{\beta}{8} [1 + 2(\ln \frac{4}{k'} - \frac{1}{2})]$$

$$\text{Hence } \begin{cases} I_0(\beta, \rho=0) = \frac{1}{4} \beta \\ I_0(\beta, \rho=1) = \frac{1}{2} [\theta(1-\rho) - \frac{1}{2}] + \frac{1}{4\pi} \beta \ln(\frac{4\sqrt{2}}{\beta}) \end{cases}, \quad \theta(1-\rho) = \begin{cases} 1, \rho \rightarrow 1-0 \\ 1/2, \rho=1 \end{cases} \text{ - then.}$$

Don't none $(-\frac{1}{4\pi m_s}) H_d^y(\beta, \varphi) = I_0(\beta, \rho) + I_2(\beta, \rho) \cos 2\varphi$ u then $I_0(\beta, \rho)$ малому β $\rho < 1/2$.

$$\varphi = \pi/2, H_y^y(\rho)$$



Date _____ Notes _____

Учтем $\rho \rightarrow 0$, $(-\frac{1}{4\pi M_s}) H_y^y(\rho, \varphi) = I_0(\beta, 1) - I_2(\beta, 1) = \frac{1}{2}$, тогда для $\varphi = \pi/2$, т.е. вдоль $\vec{M}_0$ находим $\rho = R$ равным $\beta = 4\pi M_s (\varphi = \pi/2)$

$$I_0(\beta, 1) = \frac{1}{4} + \frac{1}{4\pi} \beta \ln \frac{\sqrt{2}}{\beta} \rightarrow I_2(\beta, 1) = -\frac{1}{4} + \frac{1}{4\pi} \beta \ln \frac{\sqrt{2}}{\beta}$$

→ SW - in plane magnetized cylinder.

$$\text{Рассм. инт. гр. } \lambda_z m_z(\vec{r}) = \int d\vec{r}' G_{zz}(\vec{r}, \vec{r}') m_z(\vec{r}') \quad (*)$$

$$G_{zz}(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{1}{2\pi} \sum_{\mu} g_{zz}^{\mu}(\rho, \rho') e^{i\mu(\varphi - \varphi')}, \quad g_{zz}^{\mu}(\rho, \rho') = -\frac{4\pi}{L} \int_0^{\infty} dk (1 - e^{-kL}) J_{\mu}(k\rho) J_{\mu}(k\rho')$$

непрерывное преобразование, назовем иначе.

$$\text{Учтем разложение по } \varphi \text{ и } \varphi' \text{ в виде } m_z(\vec{r}) = m(\vec{r}) = \sum_{\mu} m_{\mu}(\rho) e^{i\mu\varphi}$$

$$\lambda_z \sum_{\mu} m_{\mu}(\rho) e^{i\mu\varphi} = \int d\vec{r}' \int_0^{2\pi} d\varphi' \frac{1}{2\pi} \sum_{\mu} g_{zz}^{\mu}(\rho, \rho') e^{i\mu(\varphi - \varphi')} \sum_{\nu} m_{\nu}(\rho') e^{i\nu\varphi'} =$$

$$= \int d\vec{r}' \frac{1}{2\pi} \sum_{\mu} g_{zz}^{\mu} e^{i\mu\varphi} \sum_{\nu} m_{\nu}(\rho') \int d\varphi' e^{-i(\mu - \nu)\varphi'} = \int d\vec{r}' \frac{1}{2\pi} \sum_{\mu} g_{zz}^{\mu} e^{i\mu\varphi} \sum_{\nu} m_{\nu}(\rho') 2\pi \delta_{\mu\nu} =$$

$$= \sum_{\mu} \int d\vec{r}' g_{zz}^{\mu}(\rho, \rho') m_{\mu}(\rho') e^{i\mu\varphi}, \text{ это совпадает с результатом выше}$$

$$\lambda_z m_{\mu}(\rho) = \int d\vec{r}' g_{zz}^{\mu}(\rho, \rho') m_{\mu}(\rho') \rightarrow \text{тогда коэф. пропорциональное}$$

$m(\vec{r}) \rightarrow m_{\mu}(\vec{r})$ и $\lambda_z \rightarrow \lambda_z^{\mu}$. Так как здесь задан ρ , то $\lambda_z^{\mu} \rightarrow \lambda_z^{\mu}(\rho)$ здесь.

ρ - номер сф $m_{\mu}(\vec{r})$. Но λ_z^{μ} не зависит, нулевой момент $m_0^{\mu}(\rho)$,

а остальные сф $m_{\mu}(\vec{r}) = \sum_{\mu} m_{\mu}^{\mu}(\rho) e^{i\mu\varphi}$ - см. 17/11 99г.

Учтем $m_{\mu}(\rho) = J_{\mu}(x\rho)$ "неизвестным" x - из сообр. симметрии.

$$\lambda_z m_{\mu}(\rho) = \int d\vec{r}' g_{zz}^{\mu}(\rho, \rho') J_{\mu}(x\rho') = \int d\vec{r}' (-\frac{4\pi}{L}) \int_0^{\infty} dk (1 - e^{-kL}) J_{\mu}(k\rho) J_{\mu}(k\rho') J_{\mu}(x\rho') =$$

$$= -\frac{4\pi}{L} \int_0^{\infty} dk (1 - e^{-kL}) J_{\mu}(k\rho) \int d\vec{r}' J_{\mu}(k\rho') J_{\mu}(x\rho') = -\frac{4\pi}{L} \int_0^{\infty} dk (1 - e^{-kL}) J_{\mu}(k\rho) J_{\mu}(k, x)$$

$$\lambda_z J_{\mu}(x\rho) = -\frac{4\pi}{L} \int_0^{\infty} dk (1 - e^{-kL}) J_{\mu}(k\rho) J_{\mu}(k, x)$$

$$J_{\mu}(k, x) = \frac{2}{R \rightarrow \infty} \frac{\sin(kx)R}{(k^2 - x^2)} \approx \frac{1}{k} \delta(k - x) \quad \forall \mu, \text{ поэтому}$$

$$\lambda_z J_{\mu}(x\rho) \approx -\frac{4\pi}{L} \int_0^{\infty} dk (1 - e^{-kL}) J_{\mu}(k\rho) \frac{1}{k} \delta(k - x) = -4\pi \left(\frac{1 - e^{-xL}}{xL} \right) J_{\mu}(x\rho)$$

т.е. учтем $R \gg 1, \rho \rightarrow 0$ $J_{\mu}(x\rho)$ для $x \propto \rho^{\frac{m_z}{2}}$ с $\lambda_z = -4\pi \frac{(1 - e^{-xL})}{xL}$ $\forall \mu$
Можно считать $x = x_{\mu}$ - корень уравнения - то экв. упр. условия.

Аналогично x может быть найдено из уравнения того же инт. гр. (*)

$$m_n(\rho, \varphi) = \sum_{\mu} C_{\mu} J_{\mu}(x\rho) e^{i\mu\varphi}, \quad C_{\mu} - \text{коэф. пропорциональности, } m_{\mu}(\rho) = C_{\mu} J_{\mu}(x\rho).$$

$$1 = \int d\vec{r} m_n^2(\rho, \varphi) = \int d\vec{r} \sum_{\mu, \mu'} C_{\mu} C_{\mu'} J_{\mu}(x\rho) J_{\mu'}(x\rho) e^{i(\mu - \mu')\varphi} = 2\pi \int d\rho \sum_{\mu} C_{\mu}^2 J_{\mu}^2(x\rho)$$

SW - 

Seagate

Business Diary

н/м $\vec{h}_n = \text{const}(\rho, \varphi)$

тормоз гсм. возбужденное СФ

$m_z(\rho, \varphi) = \sum m_n \rho^n e^{in\varphi}$ $\rightarrow m_0(\rho) \neq 0$
тогда на $\vec{h}_n$ заведомо заведомо

Date 28/10

Notes

C_n можно рассматривать как амплитуды n -гармоник (как в ЯП'10, но отсюда - не совсем верно)

Или почему сдано? $\vec{h}_{nn}$ - неизвестно, C_n - неизвестно.

1) Естественн., что назовем $m_z(\rho, \varphi) = m_z(\rho)$, т.е. $n=0$ только одно, то $J_0(\alpha \sin \rho)$ или. хормоническое СФ н/м $\beta \ll 1$.

$m_z(\rho)$ может быть ext. field $\vec{h}_n$ без $\int d^2 \vec{\rho} m_z(\rho, \varphi) \neq 0$
и $m_{nz}(\rho)$ также и возбужденное. $\vec{h}_n$ бонне

2) $m_z(\rho)$ гомогенное упр. (*) где $m_z(\vec{\rho})$

$$\lambda_z m_z(\rho) = \int d\vec{\rho}' \int d\varphi' \frac{1}{2\pi} \sum_{\vec{k}} g_{zz}(\vec{\rho}, \vec{\rho}') e^{ik(\varphi - \varphi')} m_z(\rho') = \left| \int d\varphi' (\dots) \right| =$$

$$= \int d\vec{\rho}' \sum_{\vec{k}} \frac{1}{2\pi} g_{zz}^n m_z(\rho') e^{ik\varphi} 2\pi \delta_{k0} = \int d\vec{\rho}' g_{zz}^0(\vec{\rho}, \vec{\rho}') m_z(\rho')$$

Но упр. $(\lambda_x m_x(\vec{\rho}) = \int d^2 \vec{\rho}' G_{xx}(\vec{\rho}, \vec{\rho}') m_x(\vec{\rho}'))$ не гомогенно $m_x = m_x(\rho)$ памятка с.м.

- раз. с.м. ρ $\vec{h}_{xx}$ $\vec{D}_{xx}$ $\vec{D}_{xx}$

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

- не имеет универсальной $\cos 2\varphi$ (!)

Но можно $\int d\varphi (\dots)$, тогда $\vec{h}$ и $\vec{D}$ $\langle m(\rho, \varphi) \rangle_\varphi$, $\vec{h}_{xx}$

$$h_x(\rho, \varphi) = \int d\vec{\rho}' \int d\varphi' G_{xx}(\vec{\rho}, \vec{\rho}') m_x(\rho, \varphi)$$

Учтем $m_x = m_x(\rho)$ - с.м. и $h_x(\rho) = \langle h_x(\vec{\rho}) \rangle_\varphi = \frac{1}{2\pi} \int d\varphi \int d\varphi' \int d\vec{\rho}' G_{xx}(\vec{\rho}, \vec{\rho}') m_x(\rho)$

$\int d\varphi \int d\varphi' G_{xx}(\vec{\rho}, \vec{\rho}')$ от φ $\vec{h}$ не зависит и $m_x(\rho)$ гомогенно

Какое-то время $m_x(\rho)$?

$\rightarrow$ $m_x(\rho, \varphi) = m_0(\rho) + m_2(\rho) \cos 2\varphi$ - где основной СФ.

$$\lambda_x [m_0(\rho) + m_2(\rho) \cos 2\varphi] = \int d^2 \vec{\rho}' G_{xx}(\vec{\rho}, \vec{\rho}') [m_0(\rho') + m_2(\rho') \cos 2\varphi']$$

Начиная с $\int d\varphi' G_{xx}(\vec{\rho}, \vec{\rho}') \cos 2\varphi'$

$$\int d\varphi' G_{xx}(\vec{\rho}, \vec{\rho}') \cos 2\varphi' = -\frac{1}{3\pi} \int d^2 \vec{k} f \cos^2 \varphi_k e^{i\vec{k}\vec{\rho}} \int_0^{2\pi} d\varphi' e^{-i\vec{k}\vec{\rho}' \cos(\varphi' - \varphi_k)} \frac{1}{2} (e^{i2\varphi'} + e^{-i2\varphi'})$$

$$\text{используем (10/11/99): } \int_0^{2\pi} d\varphi' e^{i\vec{k}\vec{\rho}' \cos(\varphi' - \varphi_k)} e^{im\varphi'} = \int_0^{2\pi} d\varphi' e^{ik\rho' \cos(\varphi' - \varphi_k)} e^{im\varphi'} = 2\pi i^m e^{im\varphi_k} J_m(k\rho')$$

$$\int d\varphi' G_{xx}(\vec{\rho}, \vec{\rho}') \cos 2\varphi' = -\frac{1}{2\pi} \int d^2 \vec{k} f \cos^2 \varphi_k e^{i\vec{k}\vec{\rho}} 2\pi \left[(i)^2 e^{i2\varphi_k} J_{-2} + (-i)^2 e^{-i2\varphi_k} J_2 \right] =$$

$$= 2 \int d^2 \vec{k} f \cos^2 \varphi_k e^{i\vec{k}\vec{\rho}} \cos 2\varphi_k J_2(k\rho')$$

$$\int_0^{2\pi} d\varphi_k \cos^2 \varphi_k \cos 2\varphi_k e^{i\vec{k}\vec{\rho}} = \frac{1}{2} \int d\varphi_k (1 + \cos 4\varphi_k) \cos 2\varphi_k e^{i\vec{k}\vec{\rho}} = \frac{1}{2} \int d\varphi_k e^{i\vec{k}\vec{\rho}} \times$$

$$\times \left[\cos 2\varphi_k + \frac{1}{2} (1 + \cos 4\varphi_k) \right] = \frac{1}{2} \int d\varphi_k e^{i\vec{k}\vec{\rho}} \left[\frac{1}{2} + \cos 2\varphi_k + \frac{1}{2} \cos 4\varphi_k \right] =$$

Date _____

Notes

Notes

$$= \frac{1}{2} \left[\frac{1}{2} 2\pi J_0(k\rho) - 2\pi J_2(k\rho) \cos 2\varphi + \frac{1}{2} 2\pi \left\{ \frac{1}{2} i^4 e^{i4\varphi} J_4 + \frac{1}{2} \bar{i}^4 e^{-i4\varphi} J_{-4} \right\} \right] =$$

$$= \frac{1}{2} 2\pi \cdot \frac{1}{2} [J_0(k\rho) - 2J_2(k\rho)\cos 2\varphi + J_4(k\rho)\cos 4\varphi]$$

$$\int d\varphi' G_{xx}(\vec{p}\vec{p}') \cos 2\varphi' = 2 \int dk k f(kL) J_2(kp') \frac{\pi}{2} [J_0(kp) - 2J_2(kp) \cos 2\varphi + J_4(kp) \cos 4\varphi]$$

T.e. relativna masa $m_0 + m_2 \cos 2\varphi$ a uporedna koeficijent $\cos 4\varphi$

$$\lambda_y [m_o(p) + m_2(p) \cos 2\varphi] = \int dp' p' \int d\varphi' G_{xx}(p, p') [m_o(p') + m_2(p') \cos 2\varphi'] =$$

$$= \int dp' p' (-2\pi) \int dk k f J_0(kp') [J_0(kp) - J_2(kp) \cos 2\varphi] \cdot m_0(p') +$$

$$+ (dg'p' + dlk) J_2(kp') [J_0(kp) - 2J_2(kp) \cos 2\varphi + J_4(kp) \cos 4\varphi] m_2(p')$$

$$(\cos 2\varphi): \quad \lambda_x m_0(p) = \int d^3p' (-2\pi) \int dk k_f J_0(kp') J_0(kp) m_0(p') + g_{\pi\pi} m_{0,2}^*(p) \\ + \int d^3p' \pi \int dk k_f J_2(kp') J_0(kp) m_2(p')$$

$$\text{Case 2: } \lambda_x m_2(p) = \int dp' p' (2\pi) \int dk k f J_0(kp') J_2(kp) m_0(p') + \int dp' p' (-2\pi) \int dk k f J_2(kp') J_2(kp) m_2(p')$$

Угол θ меня $\sim \cos \theta$ в $m_x(p, \theta)$ как $\cos \theta$, т.е., потому что $\propto$ зависит от угла углового инт. гр. где Φ — коэф. $m_x \mu(p)$ $\propto \mu$ -разн. Тогда как где $m_x \mu(p)$ система была квадратичной и не разлагается. Но каждый наимен $m_x(p, \theta)$.

Bugno $m_0(0) \neq 0$, $m_2(0) = 0$. Cuneiforme μ -res. $m_\mu(p)$

$m_0(p')$ — брзину пегуна с $J_0(kp')$, а $m_2(p')$ — пегуна с $J_2(kp')$,

то выходя из условия $\beta \rightarrow 0$ и $\Delta_{\mu}(k, k') \approx \frac{1}{k} \delta(k - k')$, $\phi \sim J_{\mu}(x p)$.

Бүгүнө язгууроо учуру $C\Phi$ б. бузу (uniaxial symmetry)

$$\left. \begin{aligned} m_z(p, \varphi) &= m_0^z(p) + m_2^z(p) \cos 2\varphi \\ m_x(p, \varphi) &= m_0^x(p) + m_2^x(p) \cos 2\varphi \end{aligned} \right\} \text{, упередженая } m^{x,z}(p) \\ \text{с } u=4, 6, \dots, \text{ т.к. } I_0(p, p) \gg I_2(p, p)$$

Одна из задач
найти минимальное
число $\sin 2\alpha$
в сумме $\sin \alpha + \cos \alpha$
но

повсюду в поле $\vec{E}$ (в $\vec{E}$), где $I_0 \approx I_2$ согласно моему расчету выше

$$\vec{M}_{\text{шог}} \rightarrow \left(-\frac{1}{4\pi M_2}\right) H_a^y(\vartheta, \varphi) = I_0(\vartheta, \varphi) + I_2(\vartheta, \varphi) \cos 2\varphi. \text{ where } m_2^{\text{ш}}(\vartheta) \text{ changes with } \vartheta \in \mathbb{R}.$$

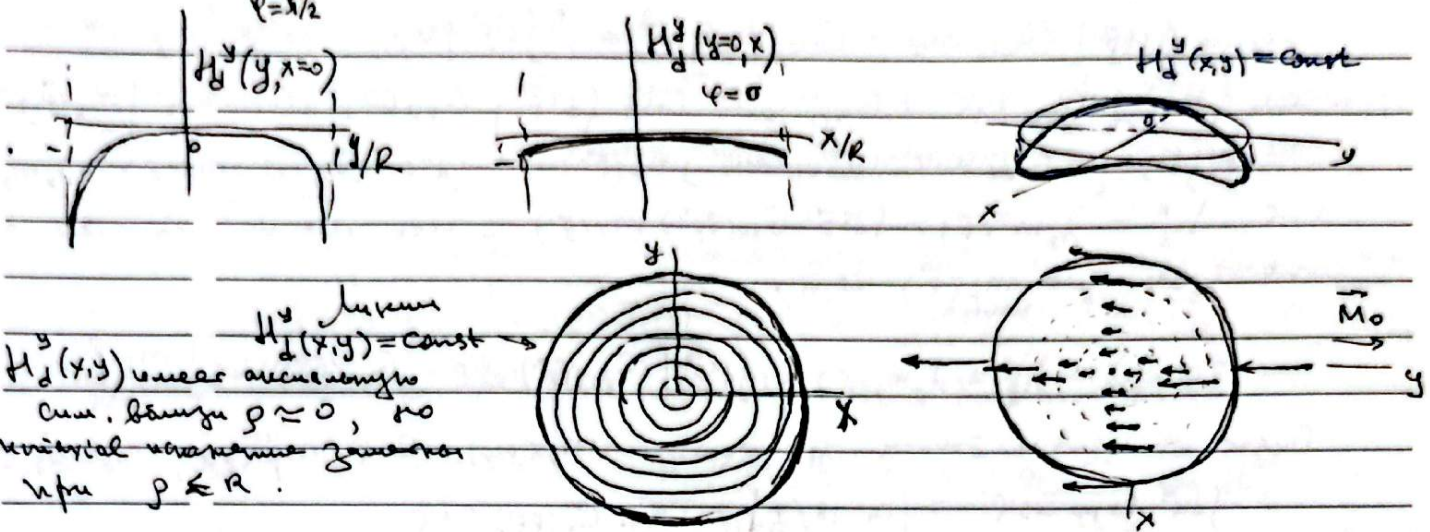
По теор. условию при $p=R$, возмущ $m_0^{2,x}(p)$ достаточно (!) для
век. уравнений упр. условию, к тому и $m_2^d(p)$.

→ Bogomolno, nozemy "pinning fitted" or moraal or pinning uz $m_0^2(p)$ kono
fitted pinning gne $m_x(p)$ ona opeger. $\frac{18/\sqrt{n}}$, a uns. gp. gne $m_z(p)$ penen. Yora $m_0^2(p)$ kono uz uns. gp.



Date 29/VI

Notes
 $\varphi = \pi/2$



Отличие от JAP'00: $m_z(\rho, \varphi) = \sum C_n J_n(x\rho) e^{in\varphi} - \text{с } \varphi (?)$

тогда как в JAP'00 было $m_z(\rho, \varphi) = \sum_{mn} \lambda_{mn}^{mn} J_m(x_{mn}\rho) e^{im\varphi}$ с $\sum_{mn} (...) -$
- в JAP'00 формула разложения по ортонорм. функциям $J_m(x_{mn}\rho) e^{im\varphi}$ с x_{mn}
известны из условия ортонорм. условия (использовано для гомог. $x J_m'(x) + J_m(x) = 0$).

Следует все попут $G_{xx}(\vec{r}, \vec{r}')$, введем к ∞ -системе уравнений для
фигурных компонент $m_{x\mu}(\rho)$. Эта система аналогична системе для SW
анализа $\lambda_{x,z}^{mn}$ из JAP'00. Но $m_{mn}(\rho, \varphi) = J_m(x_{mn}\rho) e^{im\varphi}$ не есть
сф. гомог. оператора. Когда система находится сф. гомог. (в виде
разложения фигур $m_{z\mu}(\rho, \varphi) = \sum C_n J_n(x\rho) e^{in\varphi}$), сф. гомог. $m_z^l(\vec{r})$ то
любое возмущение гомог. намагниченности можно записать

$$m_z(\vec{r}, \omega) = \sum_l A_l(\omega) m_z^l(\vec{r}), \quad A_l(\omega) \text{ имеет резонанс } \omega_l$$

близка $\omega \times \omega_l$, ω_l - частота $m_z^l(\vec{r})$ - сф., $A_l \sim (\vec{h}_\omega \cdot \vec{m}_l)$ - зависит
от внешнего возмущения $\vec{h}_\omega$.

$\rightarrow A_l(\omega)$ и есть намагниченность SW анализа, тогда как C_n - нормир. коэф.,
а $\lambda_{x,z}^{mn}$ из JAP'00 - квази-амплитуды, т.к. $m_{mn}(\vec{r}) = J_m(x_{mn}\rho) e^{im\varphi}$ не есть сф.

Но влияние ли имеет (для чистоты) $g_{zz} \in m_p$ и G_{pp} ?

$$h_z^p(\vec{r}) = \lambda_p m_p(\vec{r}) = \int d^2\vec{r}' [G_{zz}(\vec{r}, \vec{r}') m_p(\vec{r}') + G_{pp} m_p] = |m_p = -\frac{tg\varphi m_p}{m_y=0}| =$$

$$= \int d^2\vec{r}' [G_{zz}(\vec{r}, \vec{r}') - G_{pp}(\vec{r}, \vec{r}') tg\varphi] m_p(\vec{r}', \varphi), \quad \text{откуда } m_p(\rho, \varphi) = m_p^{(1)} \cos\varphi + m_p^{(2)} \sin\varphi$$

тогда $m_x(\rho, \varphi) = \frac{1}{\cos\varphi} m_p(\rho, \varphi)$ содержит разг. сущ. $h_z^p \sim m_p^{(1)}(\rho)$.

$$\text{Равенство сущ. } h_z^x = h_z^p \cos\varphi - h_z^p \sin\varphi = \cos\varphi \int d^2\vec{r}' [G_{zz} m_p + G_{pp} m_p] -$$

SW - 

Date

Notes

1/VII

SW - cylindrical elements (Crawford-Patwari)

→ Hago upobelyuto χ - osnovnoi mogut $m_0 = J_0(\chi \rho/R)$ usumagpa
ot 18/VII u pinning $m_2(\rho)$, usumagpa u us. yp. ($\beta = 1/75, 1/25$)
na upogues rarnosa.

Bozumenne amudka : negosotornosco berx. upogues (t_{max}) u/m
pacere $I_0(\beta, \beta) = \frac{1}{2} \int_0^\infty dt f(\beta t) J_1(t) J_0(t \beta)$ u $g_{zz}^0(\rho, \rho') = (-\frac{4\pi}{\beta}) \int_0^\infty dt [1 - e^{-\beta t}] J_0(t \beta) J_0(t \beta')$
Osobenno $\beta \rightarrow 0$ barano u/m $\beta \rightarrow 1$ b $I_0(\beta, \beta)$ u $\beta \rightarrow \beta'$ b $g_{zz}^0(\beta, \beta')$.

→ Yarnenne u 18/VII - χ - 

18 July $\beta = \frac{1}{75}$ gear fitted $\chi = 2.11$ u $H_{calc}^{eff}(1/75, 2.11) = 16.4$ Oe u/m $H_{exp}^{eff} = 16.6$ Oe
Sum $\beta = 1/25$ gear fitted $\chi = 1.81$ (1.807) u $H_{calc}^{eff}(1/25, 1.807) = -8.1$ Oe u/m $H_{exp}^{eff} = -8.0$ Oe.

Jan $m_0(\rho) = J_0(\chi \rho/R)$ u $t_{max} = 5000$, $m_0 = J_0(1.81) = 0.334$; $J_0(2.11) = 0.161$ u/m $\rho = R$.

→ T.e. fitted pinning $\chi = 2.11$ (otno 2.05) gear $\beta = 1/75$ (15 μm) bozpac.

→ Vapabum pacer 2oi mogut ot 24/VII. Yarnenne 24/VII,  - 2oi mogut
Teneg $\chi_0 = 2.11$ gear $d_1 = 7.44$ u $\chi_{02} = 4.91$; $\chi_{03} = 7.81$; $\chi_{04} = 10.79$
Bumuna gap-fields $H_{calc}^{eff}(02) = 82.1$ Oe; $H_{calc}^{eff}(03) = 152.5$ Oe; $H_{calc}^{eff}(04) = 233.3$ Oe.
Xos $H_{calc}^{eff}(02)$ u bozpac, no go $H_{exp}^{eff} = 264$ Oe otne
ganko. A usonoz. χ_{04} gear fitting H_{exp} -gap nenozia otosovato kak 24/VII.

→ T.e. co 2oi mogut (15 μm diameter) usumagpa ne yuzumadco no
cpravnenio c 24/VII. Bozpac mogut nenozia otosovato by $J_0(\chi \rho/R)$ c pravnenio "f".

Yarn. 25/VII  → U3 us. yp. gear $m_2(\rho)$ usumagpa $m_1^2(R) = 0.0675$; $\frac{m_2^2(R)}{m_2(0)} = -0.0530$
pacera

$J_0(\chi) = 0.0675$ gear $\chi = 2.278$ kak 25/VII.
Dne bozpac mogut $m_2^2 = J_0(\chi_{02} \rho/R) = 0$ u/m $\rho/R = \frac{110}{200} = 0.55 \Rightarrow \chi_{02} = 4.37$ -
pinning gearno otosob.

Too be - u/m $N = 200$, usumagpa $N = 300$ - ke pacera, MCA2.

Note: c pacera β (usumagpa $R, L = const$) pacera negosotornosco otosob
(pinning) $H_y^y(\rho, \rho)$ bozpac u pacera $\beta = R$ pacera u otosobenne $m_1(\rho)$ ot $J_0(\chi \rho)$ - pacera
otosobenne otosob, bozpac gear otosobenne β gear fitting fitted by gear otosob
ototototot ot pinning calculated from G_{zz} - us. yp. c $m_0 \sim J_0(\chi \rho)$.

2/VII Vapabum Abstracts no SW-rectan. (Crawford-Chantrell) u
SW-chain (Oksana-Chantrell), Duckyenne c Corington and Patwari,
Hamcenne otosob.

Date _____ Notes _____

3/11 Duccyane e Crawford u Patwari, Hameane suowarema
chopman Abstracta no su-rect./cylindrical 15/5µm elements.

Incubo to kryder of MDD - vortex dot u serbar A. Lyberatos no
Duccyane e Ph.D. student of Bertram - Robin Wang (zannapocoban
no uen. vortex ab que omcane magnetization reversal), uoyrun copy
of JAP-sept. paper.

→ MCAD uoxo Omual $(\Phi \propto g_{zz}(p, p'))$ appen b k-u/pegasabe
run.

$$g_{zz}(p, p') = -\frac{4\pi}{p} \int_0^\infty dt [1 - e^{-pt}] J_0(tp) J_0(tp'), \quad p \rightarrow s/r.$$

Samena Uen. $\int_0^\infty dt e^{-at} J_m(bt) J_m(ct) = \frac{1}{\pi \sqrt{bc}} Q_{m-1/2} \left(\frac{a^2 + b^2 + c^2}{2bc} \right) - \text{r.p. 6.612.}$

$Q_\nu(z)$ are Legendre functions of the second kind.

$$Q_\nu(z) = \int_0^\pi d\varphi \frac{1}{[z + \sqrt{z^2 - 1} \cdot \cos \varphi]^{\nu+1}}, \quad \text{Re } \nu > -1, \nu - \text{ne uense}, z \geq 1.$$

$$(\bar{z}^2 - 1) = \left(\frac{a^2 + b^2 + c^2}{2bc} \right)^2 - 1 = \frac{1}{(2bc)^2} [(a^2 + b^2 + c^2)^2 - (2bc)^2] =$$

$$= \frac{1}{(-)} [a^2 + (b-c)^2] [a^2 + (b+c)^2] \rightarrow \frac{1}{(2pp')^2} [\beta^2 + (p-p')^2] [\beta^2 + (p+p')^2]$$

- lugno, zoo β ne uener uener. kan ma. u/pegasabe, bego $p, p' \in [0, 1]$
 $|p \pm p'|$

$$P_\nu(\cos \theta) = \frac{2}{\pi} \int_0^\theta \frac{\cos(\nu + 1/2)\varphi}{\sqrt{2(\cos \varphi - \cos \theta)}} d\varphi$$

Eq. 8.831: $Q_{-\frac{1}{2}}(x) = \frac{\pi}{2 \sin(\frac{\pi}{2})} [\cos(-\frac{\pi}{2}) \cdot P_{-1/2}(x) - P_{-1/2}(-x)] = \frac{\pi}{2} P_{-1/2}(-x)$

$P_{-1/2}(\cos \theta) = \frac{2}{\pi} \int_0^\theta \frac{d\varphi}{\sqrt{2(\cos \varphi - \cos \theta)}}$, no u/pegasabe u/ 8.84 - Conical functions

$$Q_{-\frac{1}{2}}(\cos \theta) = \int_0^\infty \frac{du}{\sqrt{2(chu - \cos \theta)}}, \quad P_{-1/2}(\cos \theta) = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \frac{du}{\sqrt{2(\cos \theta + chu)}}$$

$$Q_{-\frac{1}{2}}(z) = \int_0^\infty \frac{du}{\sqrt{2(chu - z)}} \quad \text{que } |z| \leq 1, \text{ no } |z| > 1.$$

$$g_{zz}(p, p') = \left(-\frac{4\pi}{p} \right) \int_0^\infty dt [1 - e^{-pt}] J_0(tp) J_0(tp') = \left(-\frac{4\pi}{p} \right) \left[Q_{-\frac{1}{2}} \left(\frac{\beta^2 + p'^2}{2pp'} \right) - Q_{-\frac{1}{2}} \left(\frac{\beta^2 + p^2 + p'^2}{2pp'} \right) \right] \times$$

$$g_{zz}(p, p') = \left(-\frac{4}{p} \right) \frac{1}{\sqrt{pp'}} \left[Q_{-1/2} \left(\frac{\beta^2 + p'^2}{2pp'} \right) - Q_{-\frac{1}{2}} \left(\frac{\beta^2 + p^2 + p'^2}{2pp'} \right) \right] \times \frac{1}{\pi \sqrt{pp'}}$$

$\hat{g}(p, p') = \sqrt{pp'} g_{zz}(pp') - \text{uun. agpo} \rightarrow \lambda^{1/2}(p) = \int ds \hat{g}(s, p') \mu(s), \quad \mu(s) = \sqrt{s} \cdot m_z(s),$
cm. 24/VI.

Date

Notes

4-7/VII Holidays. Hannuau enour. gprny Abstracts (c Angpaen u Oucanai) u upegcaabur ux na Conf. - site. nepaon SW-chain paper o word gpa. APL submission.
 → Wporeu paper by Park et al. to Kerr-SW-wires (HII, HII guma), nozberuz nany o laburur uuprecaabur.

8/VII SW-cylinder with in-plane magnetization.

Paper Q-1/2 (2) or 3/VII by MCAD see ene naygabureo.
 u pacogurae c Jo(p) ~ MCAD pacraon.

Uonozyeu (cu. 26/IX 012.) uz IEEE Trans. Magn, um Graick, Magnetism.

$$\int_0^\infty dt J_0(at) J_0(xt) e^{-zt} = \frac{k}{\pi \sqrt{ax}} K(k), \quad k^2 = \frac{4ax}{(a+x)^2 + z^2} \leq 1$$

B many aozgar. $\int_0^\infty dt J_0(tp) J_0(tp') e^{-\beta t} = \frac{k}{\pi \sqrt{pp'}} K(k), \quad k^2 = \frac{4pp'}{(p+p')^2 + \beta^2}$

$$g_{zz}^0(p, p') = -\frac{g}{\beta} \left[\frac{1}{(p+p')} K\left(\frac{2\sqrt{pp'}}{p+p'}\right) - \frac{1}{\sqrt{(p+p')^2 + \beta^2}} K\left(\frac{2\sqrt{pp'}}{\sqrt{(p+p')^2 + \beta^2}}\right) \right]$$

$$K(k) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\varphi}{\sqrt{1-k^2 \sin^2 \varphi}}. \quad \text{gypu uuo. yp. } \hat{g}(p, p') = \sqrt{pp'} g_{zz}^0(p, p')$$

Wym $k \rightarrow 1, k' = \sqrt{1-k^2} \rightarrow 0, K(k) = \ln \frac{4}{k'} - \log$ - cunryuepen.

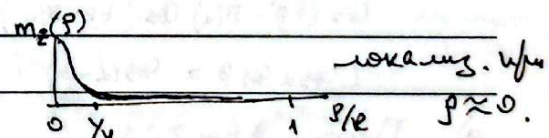
Wmigeae $\pi/2 \rightarrow \pi/2 - \varepsilon$ - uozbu uozema o cunryuepen.

$$g_{zz}^0(p, p') \sim K\left(\frac{2\sqrt{pp'}}{p+p'}\right) \sim \ln(1-k^2) \sim \ln|p-p'| \quad \text{— tuu cunryuepnoea}$$

$$\lambda_z m_z(p) = \int_0^1 dp' p' g_{zz}^0(p, p') m_z(p'), \quad \text{Wym } \beta \rightarrow 0, g_{zz}^0(p, p') = -\frac{4\pi}{\beta} \delta(p-p')$$

$$\sim \lambda_z \approx -4\pi \text{ Wym } \beta \rightarrow 0.$$

Wym $N=200-300$ MCAD bugeer $m_z(p)$



Ecun $m_z(p)$ uueu ocpouu max Wym $p \approx 0$.

$$\lambda_z m_z(p) \approx g_{zz}^0(p, 0) \int dp' p' m_z(p')$$

$$\lambda_z \int dp p m_z(p) = \int dp p g_{zz}^0(p, 0) \cdot \int dp' p' m_z(p') \rightarrow \lambda_z = \int dp p g_{zz}^0(p, 0)$$

$$\text{Toza } \lambda_z = \int_0^1 dp p \left(-\frac{4\pi}{\beta}\right) \int_0^\infty dt [1-e^{-\beta t}] J_0(tp) = \left(-\frac{4\pi}{\beta}\right) \int_0^\infty dt [1-e^{-\beta t}] \frac{1}{t} J_1(t) = \left(\text{cu. } 2\pi/\sqrt{2}\right) =$$

$$= \left(-\frac{4\pi}{\beta}\right) \left[1 + \beta - \sqrt{1+\beta^2}\right] = -\frac{4\pi}{\beta} \left[1 + \beta - \left(1 + \frac{\beta^2}{2}\right)\right] = -4\pi \left(1 - \frac{\beta}{2}\right)$$

$$- \lambda_z = 4\pi \left(1 - \frac{\beta}{2}\right) \quad \text{— some sumyuo } \sim (4\pi).$$

Date 9/VII Notes

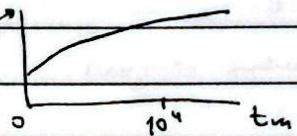
Метод $K(k)$ где $\lambda_2 > 20$, то сферно (неверно)

Тогда как метод $J_0(tp) \dots dt$ - негравитационное поле при $N=200$
где $\lambda_2^0 = -12.409$; $\lambda_2^1 = -12.143$ - негравитационное значение,
близкое к (-4π) .

Т.е. метод $J_0(tp)$ негравитационный $g_{zz}^0(p, p')$ где более
негравитационное резонансное, чем $Q_{-1/2}(x)$ или $K(k)$ негравитационный
функции не асимптотически близки к $Q_{-1/2}(x)$ и $K(k)$ методу, где $J_0(tp)$
взвешивание работы лучше.

$$g_{zz}^0(p, p') = \left(-\frac{4\pi}{\beta}\right) \int_0^\infty dt [1 - e^{-\beta t}] J_0(tp) J_0(tp')$$

Если считать $\infty \rightarrow t_m$ и plot $g_{zz}^0(p, p', t_m)$
- она монотонно растет, $t_m \sim 10^4 - 2 \cdot 10^4$
тогда значение t_m в инт-гр. сдвигает кривую, которую можно считать.



Результат $\beta t_m = \left| \frac{\beta \approx 0.01}{t_m \approx 1000} \right| \gg 1$. $(tp) \gg 1$, $t > t_m$, $\sqrt{\beta p'}$ негравитационное $p=p'=0$.

$$g_{zz}^0(p, p') = (-) \int_0^{t_m} dt [1 - e^{-\beta t}] J_0 J_0 + (-) \int_{t_m}^\infty dt [1 - e^{-\beta t}] J_0 J_0 = (-) \int_0^{t_m} dt (\dots) + (-) I(t_m)$$

Рассм. $I(t_m) = \int_{t_m}^\infty dt [1 - e^{-\beta t}] J_0(tp) J_0(tp')$

$t_m \gg 1$, $0 \rightarrow \infty$ можно не беспокоиться. Возьмем $J_0(tp) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi tp}} \cos(tp - \pi/4)$

$$J_0(tp) J_0(tp') = \frac{2}{\pi} \frac{1}{t} \frac{1}{\sqrt{\beta p'}} \cos(tp - \pi/4) \cos(tp' - \pi/4)$$

$$I(t_m) = \frac{2}{\pi} \frac{1}{\sqrt{\beta p'}} \int_{t_m}^\infty dt [1 - e^{-\beta t}] \frac{1}{t} \cos(tp - \pi/4) \cos(tp' - \pi/4)$$

$$\cos(tp' - \pi/4) \cos(tp - \pi/4) = \frac{1}{2} \cos t(p-p') + \frac{1}{2} \cos [t(p+p') - \frac{\pi}{2}] = \frac{1}{2} \cos t(p-p') + \frac{1}{2} \sin t(p+p')$$

$$2 \cos \alpha \cos \beta = \cos(\alpha - \beta) + \cos(\alpha + \beta)$$

a) Пусть $\beta t_m \gg 1$

$$I(t_m) = \frac{2}{\pi} \frac{1}{\sqrt{\beta p'}} \frac{1}{2} \int_{t_m}^\infty \frac{dt}{t} [\cos t(p-p') + \sin t(p+p')]$$

Можно βt_m - негравитационное поле

$$I(t_m) = \frac{1}{\pi \sqrt{\beta p'}} \int_{t_m}^\infty \frac{dt}{t} [1 - e^{-\beta t}] [\cos t(p-p') + \sin t(p+p')]$$

$$\int_{t_m}^\infty \frac{dx}{x} e^{-\beta x} \sin \delta x = \frac{i}{2} \Gamma(0, (\beta + i\delta)u) - \frac{i}{2} \Gamma(0, (\beta - i\delta)u) = \frac{i}{2} (-1) \text{Ei}[-(\beta + i\delta)u] + \frac{i}{2} \text{Ei}[-(\beta - i\delta)u]$$

$$\int_{t_m}^\infty \frac{dx}{x} e^{-\beta x} \cos \delta x = \frac{1}{2} (-1) \text{Ei}[-(\beta + i\delta)u] - \frac{1}{2} \text{Ei}[-(\beta - i\delta)u]$$

Date

Notes

Надо же решить $\cos t(p-p')$ на год $\delta(p-p')$? $\text{w/m } t_m \gg 1$ (но $\beta \rightarrow 0$)

$$\int_{t_m}^{\infty} \frac{dt}{t} [1 - e^{-\beta t}] \cos \delta t = \int_{t_m}^{\infty} \frac{dt}{t} \cos \delta t - \int_{t_m}^{\infty} \frac{dt}{t} e^{-\beta t} \cos \delta t = |\delta = p - p'| =$$

$$= (1) + \frac{1}{2} \text{Ei}[-(\beta + i\delta)t_m] + \frac{1}{2} \text{Ei}[-(\beta - i\delta)t_m]$$

высоко $|\beta + i\delta)t_m| \gg 1$, $\text{Ei}[-(\beta + i\delta)t_m] = e^{-(\beta + i\delta)t_m} \left[-\frac{1}{(\beta + i\delta)t_m} + \dots \right] \sim \frac{e^{-\beta t_m}}{(\beta t_m)} \ll 1$

Можно и проще так и нежен $\beta t_m \gg 1$ ($\beta \neq 0$):

$$I(t_m) = \frac{1}{\pi \sqrt{pp'}} \int_{t_m}^{\infty} \frac{dt}{t} [\cos t(p-p') + \sin t(p+p')] = \frac{(1)}{\pi \sqrt{pp'}} [\text{ci}(t_m(p-p')) + \text{si}(t_m(p+p'))]$$

$$g_{zz}^0(p, p') = \left(\frac{-4\pi}{\beta} \right) \left[\int_0^{t_m} dt (1 - e^{-\beta t}) J_0(tp) J_0(tp') - \frac{1}{\pi \sqrt{pp'}} [\text{ci}(t_m(p-p')) + \text{si}(t_m(p+p'))] \right] + O(e^{-\beta t_m}/\beta t_m)$$

в β w/m $g_{zz}^0(p, p')$ w/m $\text{конечном } t_m$, но $t_m \beta \gg 1$.

Тогда $\beta = \frac{1}{75} \cdot \frac{1}{25}$, т.е. $\beta \sim 0.01$. Тогда $t_m = 1000$

$$\text{Min } \beta t_m = \frac{1000}{75} \times 13, e^{-13} \ll 1.$$

$$\text{Si}(x) = - \int_x^{\infty} \frac{dt}{t} \sin t, \quad \text{Ci}(x) = - \int_x^{\infty} \frac{dt}{t} \cos t, \quad x > 0 \text{ где } \text{Ci}(x).$$

$\rightarrow \text{Ci}(x) = C + \ln x + \int_0^x \frac{\cos t - 1}{t} dt$ - лог w/m $g_{zz}^0(p, p')$ w/m $p = p'$.

$x = t_m(p-p')$ $O(x^2)$ w/m $x \rightarrow 0$, нет констант .

$$\text{Si}(x) = -\frac{\pi}{2} + \int_0^x \frac{\sin t}{t} dt$$

$$\rightarrow g_{zz}^0(p, p') = \left(\frac{-4\pi}{\beta} \right) \left[\int_0^{t_m} dt [1 - e^{-\beta t}] J_0(tp) J_0(tp') + \left(\frac{4\pi}{\beta} \right) \frac{1}{\pi \sqrt{pp'}} \left[C + \ln(t_m(p-p')) \right] + \right.$$

$$\left. + \int_0^{t_m(p-p')} \frac{dx}{x} \frac{\cos x - 1}{x} + \left(-\frac{\pi}{2} \right) + \int_0^{t_m(p+p')} \frac{dx}{x} \frac{\sin x}{x} \right], \quad C = -\psi(1) = 0.577216 - \text{константа Эйлера}$$

Касе δ w/m t_m не зависит от $\ln t_m(p-p')$ w/m $p = p'$ окажется

обязательно w/m $t \leq t_m$ невозможна .

$$1 - e^{-\beta t} = \int_0^{\beta t} e^{-x} dx = t \int_0^{\beta} e^{-xt} dx = \left(\frac{-1}{t} \right) [e^{-xt}] \Big|_0^{\beta} = -\frac{1}{t} [e^{-\beta t} - 1] \cdot t = 1 - e^{-\beta t}$$

$$\text{w/m } x \rightarrow 1 \quad \text{Si}(x) = -\frac{\pi}{2} + \text{Si}(x) = -\frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{2} - \frac{1}{x} \cos x - \frac{1}{x^2} \sin x + O(x^{-3}) = -\frac{1}{x} \cos x - \frac{1}{x^2} \sin x + O(x^{-3})$$

$$\text{Si}[t_m(p+p')] \approx -\frac{1}{t_m(p+p')} \cos t_m(p+p') + \dots = O\left(\frac{1}{t_m}\right) \text{ без } \text{w/m } p = p' = 0 \text{ и } \text{w/m}$$

$\text{w/m } p = p'$ $\text{Si}(t_m \cdot 0) = -\pi/2$ и не маст , тогда $\text{Si}(t_m \cdot 0) = 0$.

$$\text{Si}[t_m(p+p')] = \begin{cases} -\frac{1}{t_m(p+p')} \cos t_m(p+p'), & p \neq 0, p' \neq 0 \\ 0, & \text{если } p = p' = 0 \end{cases}, \quad \text{т.е. } \text{Si}[t_m(p+p')] \text{ } \text{w/m}$$

Date Notes

Константа $K_1(T)$: $\hat{I}_{l+1/2}(x) = \frac{I_{l+1/2}(x)}{I_{1/2}(x)}$, $x = \frac{M(T)}{M(0)}$, $I_n(x)$ - γ -Бесселева функция

Нормировка, x - параметр, a и $m(T) = \frac{M_0(T)}{M_0(0)} = \text{const} \cdot x^{-1/2}$

$$i_n(x) = \sqrt{\frac{\pi}{2x}} I_{n+1/2}(x), \quad i_n(x) \approx \frac{x^n}{(2n+1)!!} \quad \text{when } x \ll 1.$$

$$i_0(x) = \frac{\sin x}{x}, \quad i_n(x) = \frac{d^n}{dx^n} \left(\frac{\sin x}{x} \right). \quad I_\nu(x) = e^{-\sqrt{\pi}i/2} J_\nu(xe^{i\pi/2})$$

$$\text{when } T \rightarrow T_c, \quad x \ll 1, \quad I_\nu(x) = \sum_{s=0}^{\infty} \frac{1}{s!(s+\nu)!} \left(\frac{x}{2}\right)^{2s+\nu}$$

$$I_\nu(x) = \left(\frac{x}{2}\right)^\nu \left[\frac{1}{\nu!} + \frac{1}{(\nu+1)!} \left(\frac{x}{2}\right)^2 + \dots \right] = \frac{1}{\nu!} \left(\frac{x}{2}\right)^\nu \left[1 + \frac{1}{\nu+1} \left(\frac{x}{2}\right)^2 + \dots \right], \quad x \ll 1$$

$$\hat{I}_{l+1/2}(x) = \frac{x^\nu (1 + \frac{1}{\nu+1} \frac{x^2}{2} \dots) 2^{\nu/2} \Gamma(3/2)}{2^\nu \Gamma(\nu+1) x^{\nu/2} [1 + \frac{1}{6} x^2 \dots]} \quad I_\nu(x) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{k! \Gamma(\nu+k+1)} \left(\frac{x}{2}\right)^{2k+\nu}$$

$$\nu! = \Gamma(\nu+1).$$

$$I_\nu(x) = \frac{1}{\Gamma(\nu+1)} \left(\frac{x}{2}\right)^\nu \left[1 + \frac{1}{\nu+1} \frac{x^2}{4} + \dots \right], \quad \nu = l+1/2$$

$$\hat{I}_{l+1/2}(x) = \frac{x^{l+1/2} [1 + \frac{1}{l+3/2} \frac{x^2}{4} + \dots] 2^{1/2} \Gamma(3/2)}{2^{l+1/2} \Gamma(l+3/2) x^{1/2} [1 + \frac{x^2}{6}]} = \frac{x^l \Gamma(3/2)}{2^l \Gamma(l+3/2)} \frac{[1 + \frac{1}{4l+6} x^2]}{[1 + \frac{x^2}{6}]}$$

$$\frac{[1 + \frac{1}{4l+6} x^2]}{[1 + \frac{x^2}{6}]} = [1 + \frac{1}{4l+6} x^2] [1 - \frac{x^2}{6}] = 1 + [\frac{1}{4l+6} - \frac{1}{6}] x^2 + O(x^4) = 1 - \frac{4l}{6(4l+6)} x^2$$

$$\hat{I}_{l+1/2}(x) = \frac{x^l \Gamma(3/2)}{2^l \Gamma(l+3/2)} \left[1 - \frac{4l}{3(4l+6)} x^2 \right], \quad \text{for } K_1(T) \quad l=2$$

$$\hat{I}_{5/2}(x) = \frac{x^2 \Gamma(3/2)}{4 \Gamma(7/2)} \left[1 - \frac{2}{3 \cdot 7} x^2 \right], \quad \text{because } \hat{I}_{5/2}(x) \sim x^2 \text{ as } x \rightarrow 0$$

$$\frac{2}{21} x^2 \ll 1 \quad \text{when} \quad x^2 \ll \frac{21}{2}, \quad x \ll 3, \quad \text{so can } x \ll 1.$$

Дана when $T=0$, $x=1$ then $[1 - \frac{2}{21} x^2] = [1 - \frac{2}{21}] \approx 0.9$ gives $\Delta M/M \approx 10\%$. When $x=1/2$ then $\epsilon = \frac{2}{21} \frac{1}{4} = \frac{1}{42} \approx 2\%$. Нормировка x - за нормировку x . Дана в MFA $x \sim \frac{M}{T}$.

to VU library. (I) Vonsovskii - Magnetism, 1974, p. 946.

Анализ - теория упругости

1) around each lat. 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) $\rightarrow$ local $\vec{M}$ distributed randomly $\rightarrow K_n(T) \sim [M(T)]^{n(2n+1)}$ (*)

Can show that $K_n \sim M^{n(2n+1)}$ is obtained in MFA

Туров - Митсик, Zh.ETEP 37, 1127 (1959) now again.

Date

Notes

$$F_{\text{an}}(T) = \sum_n \left[1 - \frac{1}{2} \frac{\Delta M_s(T)}{M_{s0}} \{2n(2n+1) + \Delta_s\} \right] f_n(0) \quad (v)$$

$$\Delta_s = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \quad d_i - \text{кан. п.в. координат } \vec{M}, \quad \Delta M_s(T) = M_{s0} - M_s(T)$$

$f_n(0)$ - ортогональные нормированные функции 2n

$$f_n(0) = \sum_{n_x+n_y+n_z=2n} K_{n_x n_y n_z}(0) d_x^{n_x} d_y^{n_y} d_z^{n_z} \quad (a)$$

$K_n(0)$ - разн. "n" не численные константы & зависят $f_n(0)$ - гармонические полиномы,

i.e. $\Delta_s f_n = 0$

тогда из (v) найдем закон Б. Акселя - Зенера

$$K_n(T) = K_n(0) \left[1 - n(2n+1) \frac{\Delta M_s(T)}{M_{s0}} \right] = K_n(0) \left[\frac{M_s(T)}{M_{s0}} \right]^{n(2n+1)}$$

$$K_1(T)/K_1(0) = 1 - n(2n+1) \delta m \approx [1 - \delta m]^{n(2n+1)} = \left[\frac{M_s(T)}{M_s(0)} \right]^{n(2n+1)} \quad \text{w/m}$$

$$\delta m = \frac{\Delta M_s(T)}{M_{s0}} \ll 1.$$

- (II) H.B. Callen and E. Callen. J. Phys. Chem. Solids 27, 1271-85 (1966).
(см. J. Kanamori & Magnetism - Rado - Suhl, Ch.4, 1983).

Аксельс Eq. is valid at $\delta m(T) = 1 - \frac{M_s(T)}{M_{s0}} \ll 1$, т.е. $T \rightarrow 0$.

Аксельс: предположение квант. числа, $K_i(T) \rightarrow K_i(0)$ и $d_i \rightarrow \hat{V}_i$,
 $\hat{V}_i$ - кан. п.в. ос ортогональных канонич. чисел.

$E_{\text{an}}(\hat{V}_i)$ - гамильтониан single-ion form

Keffer 1955 rederived the Zener $m^{l(l+1)/2}$ generalization using classical single-ion mechanism and MFA.

Аксельс: моды or local $E(\hat{V}_i) = K_1(0) [\hat{V}_1^2 \hat{V}_2^2 + \hat{V}_2^2 \hat{V}_3^2 + \hat{V}_3^2 \hat{V}_1^2]$ не зависит

$\leftarrow F = F_0 + K_1(0) \langle \hat{V}_1^2 \hat{V}_2^2 + \dots \rangle$ надо использовать теорию 1-го порядка по $K_1(0)$

Callen - Callen general theory: $\hat{E}(\vec{S}) = \hat{E}_0 + \sum_{\ell} \alpha_{\ell}(0) G_{\ell}(\vec{S})$

- энергия числа $\vec{S}$. $T_{\ell}(\vec{S}) = \sum_m a_{\ell m} Y_{\ell m}(\vec{S})$ (аннотация)

$\rightarrow$ для изотропного TB $F(T) = F_0 + \sum_{\ell} \alpha_{\ell}(0) \sum_m a_{\ell m} \langle Y_{\ell m}(\vec{S}) \rangle_T$

$\langle \dots \rangle_T$ - среднее по "unperturbed" f_0 , f_0 is isotropic.

$\vec{J}$ - кан. п.в. ос $\langle Y_{\ell m}(\vec{S}) \rangle = Y_{\ell m}(\vec{\alpha}) \langle Y_{\ell 0}(\vec{S}) \rangle$ не зависит от $\vec{S}$ - кан. п.в. ос

$F = F_0 + \sum_{\ell} \alpha_{\ell}(0) \langle Y_{\ell 0}(\vec{S}) \rangle T_{\ell}(\vec{\alpha}) \rightarrow \alpha_{\ell}(T) = \alpha_{\ell}(0) \langle Y_{\ell 0}(\vec{S}) \rangle$,
 $T_{\ell}(\vec{\alpha})$ - нормированные ℓ -сферы по компонентам $\vec{\alpha}$.

Date

Notes

$\vec{S}$ vector of spins coupled $\propto \vec{Oz} \parallel \vec{I}$. $\vec{S} \cdot \vec{S} = S^2$, $\vec{S} \cdot \vec{I} = m$, Oz - ось вращения.

$E(\vec{S})$ - single-ion Hamiltonian (можно записать на two-ion spin Hamiltonian). Akulov-Zener law $\propto T \ll T_c$, where SW parameter correlations between interacting spins.

Second requirement $\propto (l+1)/2$ law - number of states $m = S$ or $m = S-1$ states, two cases

$$S_m = 1 - m(T) \ll \frac{1}{S}, \text{ where } S \gg 1 \text{ (large } n \text{ / eigen)}$$

Due $H(T)$: μ (независимая) $\rho_m = \frac{e^{X_m}}{\sum e^{X_m}}$ - preference to some large

Keffer classical average ($m \rightarrow \cos \theta$) $S \gg 1$ $\langle Y_0(\vec{S}) \rangle = \frac{\int dm Y_0(m) e^{X_m}}{\int dm e^{X_m}}$

где $\frac{\alpha_l(T)}{\alpha_l(0)} = \frac{\langle Y_0(\vec{S}) \rangle_T}{\langle Y_0 \rangle_0} = \frac{I_{l+1/2}(X)}{I_{1/2}(X)} = \hat{I}_{l+1/2}^{2g}$ - fine classical spins, $S \gg 1$

$m(T) = \langle \cos \theta \rangle = I_{3/2}(X)$, where X is some

Замечание $\alpha_l(T) = \alpha_l(0) \cdot \hat{I}_{l+1/2}^{-1} [I_{3/2}^{-1}(m(T))]$, two cases $\alpha_l(T) = f(m(T))$

Аналогично X можно выразить и в виде χ (аналогично χ).

Кл. поведение где $\begin{cases} \alpha_l(T) \sim m^{l(l+1)/2}(T) & \text{when } T \ll T_c \\ \alpha_l(T) \sim m^l(T, H) & \text{when } T > T_c \end{cases}$

Для $K, l=2$.

Будь $\rho = e^{X S_z}$ - minimum of is result of "the excitations (renormalized SW) are independent" approximation.

Результат $X \ll 1$ corresponds MFA, где $X = \frac{\lambda \langle m \rangle}{k_B T}$, $X \rightarrow 0$.

Выводы: 1) Значит $\alpha_l(T) \sim \hat{I}_{l+1/2}(X)$ для классического ($S \gg 1$) но важно что FPT где $S \approx 1$ ($S=0$ or $S=1$ - не классический).

2) Значит $\alpha_l(T)$ - Callen-Callen где $K_l(T)$, но

он же single-ion Hamiltonian и $\alpha_l(0) \ll J$ - 1st order pert. theory no $\frac{\alpha_l(0)}{J}$, i.e. где $\alpha_l(0)$ - параметр, но номер $\alpha_l(0)$ не FPT.

3) $K_l(T) \sim m^2(T)$ when $X \ll 1$ case MFA

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\alpha_l(T)}{\alpha_l(0)} &= \frac{\sum_{m=-S}^S \langle m | Y_l^0(\vec{S}) | m \rangle e^{X_m}}{\sum_{m=-S}^S \langle m | Y_l^0(\vec{S}) | m \rangle} \frac{1}{Z} \\ m(T) &= \frac{1}{2} \sum_{m=-S}^S \langle m | Y_l^0(\vec{S}) | m \rangle e^{X_m}, \quad Z = \sum_{m=-S}^S e^{X_m} \end{aligned} \right\}$$

For FePt $J_{\perp} \approx J_{\parallel}$
anisotropy exchange



Business Diary

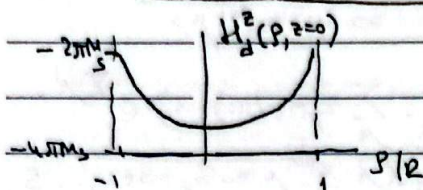
monet gaker buaya & K₁(T).
(11, Lc)

Date _____

Notes

Eshbach, JAP' 1963, 34 p.2, 1298.

SW in



Всего членов 920

Волны с $g \approx 0$ $H_d^2(p, 0) = 4\pi M_s \left[-1 + \frac{S/D}{\sqrt{1 + (S/D)^2}} + \right.$
 $z = \pm S/2$ — радиусы
 S — ширина D — глубина $\left. + O(g^2 R^2) \right]$

$$z = \pm S/2 \text{ — граничная}$$

S - common, D - quaternary

$$\hbar/\mu \quad \frac{S}{D} \ll 1 \quad H_{\downarrow}^Z(\rho, 0) \frac{1}{4\pi\mu_s} = -\frac{1}{2} - \frac{1}{\pi} \arctg\left(\frac{D-2\rho}{S}\right) \quad \text{кан в слоб.}$$

Излучения с $\vec{M} \perp$ плоскости наблюдения, т.е. возмущения $\vec{S} \perp$ $\vec{H}_0$ propagating in radial direction $\perp \vec{H}_0$, т.е. $m_p \neq 0$ только.

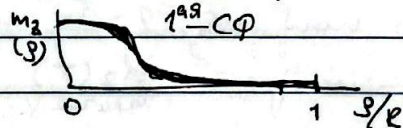
Рассм. СВ с $\lambda < 2R$. Если точка расположена на $\frac{\omega}{f} = \sqrt{B_0 H_0}$

$$B_i(z) = H_i(z) + \omega H_0, \quad H_i(z) = H_0 + H_d^*(z), \quad \text{w/ } \frac{\omega}{\gamma} < \sqrt{B_i H_i} \quad \text{SW exp-growth}$$

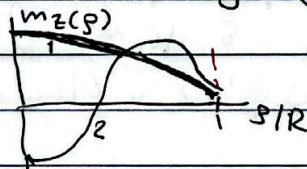
Рассм. мн. разветвление вдоль т. повтора как в П.-П., кв. мах.

→ SOMA - meeting. Discussion of $K_1(T)$, $M_5(T)$ measurements of FePt films & Kuramori (Xiaowei). Discussion on very & Andreas were by Akhilar - Zener abn. resonant (TB no $\frac{K_1}{J}$, $S \rightarrow \infty$, MFA) $\frac{K_1}{J}$, $\frac{K_1}{J} \approx 1$, $\frac{K_1}{J} \approx 3/2$. Discussion of Patwari H_d^2 (p.e) & Φ & $g_{zz}^{00}(SP)$.

11/VI SW $\Rightarrow$ - Упр. гр. $m_2(p)$
 Метод $K(k)$ и расчёт $g_{22}(p, p')$ при изменении упр. гр.
 $m_2(p)$ и $m_2(p')$ с малым $N=500$, $E=10^5$
 - при $p \approx 0$.


$$N=500, \quad \varepsilon=10^{-6} \div 10^{-6}$$

Тогда как трапециевидный выход $g(z) \sim J_0(kr)J_0(kr')$ и выход $Q_{-1/2}(z)$ gives CF  с бesselian ringing и более похожие на $J_0(xr)$.



$Q_{-1/2}(z)$ - analog: 1) $N=500$, $\varepsilon=10^{-4}$, wo $Q_{-1/2}\left(\frac{p^2+p'^2+\varepsilon^2}{2pp'}\right)$, gdw $\frac{m(R)}{m(0)} = 4,64 \cdot 10^{-2}$
 2) $N=300$, wo $\varepsilon=10^{-5} \rightarrow$  $\frac{m(R)}{m(0)} = 4,12 \cdot 10^{-2}$ $\wedge \lambda_z = 13,09$ ($> 4\pi = 12,57$)
 $\wedge \lambda_z = 16,38$ - Beispiels

3) $N=500$, $\varepsilon=10^{-5} \rightarrow m(R)/m(0) = 4.37 \cdot 10^{-2}$ u $\lambda_2 = 14,48$ - Beams

4) $N = 600$, $\varepsilon = 10^4 \rightarrow m(R)/m(0) = 4.76 \cdot 10^{-2}$ и $\lambda_2 = 12.89$ — близко к корню

5) $N = 700$, $\varepsilon = 10^{-4}$ $\rightarrow m(R)/m(0) = 4.75 \cdot 10^{-2}$ u $\lambda_g = 12.75$

6) $N = 800$, $\varepsilon = 10^{-4} \rightarrow m(K)/m(0) = 4,77 \cdot 10^{-2} \quad \wedge \quad \lambda_z = 12,66$

Date

Notes

Нормирован $K_1(T) = f(m(T))$ где $S=1+\frac{3}{2}$ где $\langle \dots \rangle$ с поправкой Кэффера $\hat{I}_{L+1/2}$ где $S \rightarrow \infty$. $S_2|\mu\rangle = \mu|\mu\rangle$

$$\frac{K_1(T)}{K_1(0)} = \frac{\langle Y_{20}(\vec{S}) \rangle_T}{\langle Y_{20}(\vec{S}) \rangle_0}, \quad \langle \dots \rangle_T = \frac{1}{Z} \sum_{\mu} \langle \dots | \mu \rangle e^{X \mu}$$

$$Z = \sum_{\mu} e^{X \mu}, \quad \mu = S, -S+1, \dots, S.$$

$$Y_{20}(\vec{S}) = A(S) (3S_z^2 - S(S+1)), \quad \text{w/m } T=0 \text{ oct. coexistence } \hat{H}_0 = -X S_2 \frac{1}{\beta}$$

$$-\beta H_0 = X S_2, \quad \beta = 1/k_B T. \quad \langle Y_{20} \rangle_0 = A(S) [3S^2 - S(S+1)] = A(S) [2S^2 - S]$$

$$\frac{K_1(T)}{K_1(0)} = \frac{\langle 3S_z^2 - S(S+1) \rangle_T}{S(2S-1)} = \frac{A(S) [2S^2 - S]}{S(2S-1)} = \frac{A(S)}{S}$$

$$Z = \sum_{\mu} e^{X \mu} \xrightarrow{T \rightarrow 0, X \rightarrow \infty} e^{XS}$$

$$(1) \frac{K_1(T)}{K_1(0)} = \frac{1}{S(2S-1)} \frac{1}{Z} \sum_{\mu=-S}^S (3\mu^2 - S(S+1)) e^{X \mu}, \quad m(T) = \frac{M_2(T)}{M_2(0)} = \frac{1}{Z} \sum_{\mu=-S}^S \mu e^{X \mu} \frac{1}{S} \quad (2)$$

$K_1(X)$ и $m(X)$ нормируем по (1), (2) X найдем $K_1(m)$.

$$\text{w/m } S \rightarrow \infty \quad \frac{K_1(T)}{K_1(0)} = \frac{\hat{I}_{L+1/2}(X)}{\hat{I}_{L+1/2}(X)} = \hat{I}_{L+1/2}(X) \quad \text{и } m(T) = \hat{I}_{3/2}(X).$$

Нормируем еще по Кэфферу

$$\frac{H_A(T)}{H_A(0)} = \frac{K_1(T)}{K_1(0)} \frac{1}{m(T)}, \quad \text{т.е. } H_A(m).$$

План работы $K_1(T)$:

- 1) Найти $m(T) = B_{3/2}(X)$ и нормировать абсо $K_1(T)$ и $K_1(T/T_c)$ где $\langle \dots \rangle$ с поправкой Кэффера (Алгоритм и пром).
- 2) Найти нормировку 2-го момента ТБ $\langle \hat{H}_A^2 \rangle_0$ и $K_1(T)$ и рассчитать $K_2(T)$, где $H_K(T) = \frac{2}{M_2} [K_1(T) + 2K_2(T)]$ (какие K_2 и $K_1(T)$)
- 3) Норм. ФММ-1990, Ермаков, $K_1(T), M(T)$ GPT $\rightarrow$ $\hat{I}_{3/2}(1/T(m))$ и Т.
- 4) For GPT J_{II} и J_I не равны, exchange асимметричен, но модель габаритов Ванова в $K_1(T)$ и упрощает $K_1(m) \sim m^2$ в Т как в экв. by Thiele'02 и Okamoto'02.

$\rightarrow B$ или JMM'95 $K_1(T) \sim \Delta H_{ex} M_{Fe}(T) M_R(T) \sim M^2(T)$
 Гибрид асимметрии. обнуляет

Notes

(Ф , аханыз ирбелетелне $g_{zz}^0 (g, g')$)

Былo найдено 9/VII. Это ядро ин-гр. для $m_z(p) - \phi$

Умножения $\forall \mu \quad t_m \gg 1$ ($t_m = 1000, 2000$) $\epsilon \approx 0$
 $\forall \beta t_m \gg 1 \quad \beta \geq 0.01$

$$g_{zz}^0(p, p') = -\frac{4\pi}{p} \left[\int_0^{t_m} dt [1 - e^{-\beta t}] J_0(pt) J_0(p't) - \frac{1}{\pi \sqrt{pp'}} i [t_m(p-p')] \right]$$

$$c_i[t_m(p-p')] = \begin{cases} C + \ln[t_m(p-p')] & \text{w/} \mu \ p \equiv p' \\ O(1/t_m) & \text{w/} \mu \ p \neq p' \end{cases}$$

Discussion with Andreas:

• 1) Express $k_1(m)$ analytically, $s=3/2$, $S(S+1) = \frac{3}{2}(\frac{3}{2}+1) = \frac{15}{2}$

2) Calc. $\frac{d}{dT} \left[\frac{M_s}{H_k} \right] = f(T)$

$$\text{If } s = \frac{3}{2} \quad \frac{K_1(s)}{K_1(0)} = \frac{1}{\frac{3}{2}(2 \cdot \frac{3}{2} - 1)} \cdot \frac{1}{2} \left[\left(\cdot \right)_{\mu=3/2} e^{x \frac{3}{2}} + \left(\cdot \right)_{\mu=3/2} e^{-x \frac{3}{2}} + \left(\cdot \right)_{\mu=\frac{1}{2}} e^{x \frac{1}{2}} + \left(\cdot \right)_{\mu=-\frac{1}{2}} e^{-x \frac{1}{2}} \right]$$

$$= \frac{1}{3} \frac{1}{Z} \left[2 \cosh \frac{3}{2} X \cdot \left(3 \cdot \frac{9}{4} - \frac{15}{4} \right) + 2 \cosh \frac{1}{2} X \cdot \left(3 \cdot \frac{1}{4} - \frac{15}{4} \right) \right] =$$

$$= \frac{1}{3} \frac{1}{Z} [6 \operatorname{ch} \frac{3}{2} X + 2 \cdot (-3) \operatorname{ch} \frac{1}{2} X] = \frac{2}{7} [\operatorname{ch} \frac{3}{2} X - \operatorname{ch} \frac{1}{2} X]$$

$$Z = \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{X_n} = 2 \cosh \frac{3}{2} X + 2 \cosh \frac{1}{2} X$$

$$\frac{K_1(T)}{K_1(0)} = \frac{\cosh \frac{3}{2} X - d \frac{1}{2} X}{\cosh \frac{3}{2} X + \cosh \frac{1}{2} X} = \frac{2 \sinh X \cdot \sinh \frac{X}{2}}{2 \cosh X \cdot \cosh \frac{X}{2}} = \tanh X \cdot \tanh \frac{X}{2} \quad S = 3/2$$

$$\sum_n e^{X_n} = \frac{3}{2} (e^{\frac{X^3}{2}} - e^{-\frac{X^3}{2}}) + \frac{1}{2} (e^{\frac{1}{2}X} - e^{-\frac{1}{2}X}) = 3 \operatorname{sh} \frac{3}{2} X + \operatorname{sh} \frac{1}{2} X$$

$$m(T) = \frac{1}{2S} \sum_j (e^{x_j}) = \frac{2}{3} \frac{3 \operatorname{sh} \frac{3}{2} X + 8 \operatorname{sh} \frac{1}{2} X}{2 (\operatorname{ch} \frac{3}{2} X + \operatorname{ch} \frac{1}{2} X)} = \frac{1}{3} \frac{3 \operatorname{sh} \frac{3}{2} X + 8 \operatorname{sh} \frac{1}{2} X}{\operatorname{ch} \frac{3}{2} X + \operatorname{ch} \frac{1}{2} X}$$

$$2 \sinh \frac{3}{2}x + 2 \sinh \frac{1}{2}x = 2 \left[\sinh \frac{3}{2}x + \sinh \frac{1}{2}x \right] + \left[\sinh \frac{3}{2}x - \sinh \frac{1}{2}x \right] =$$

$$= 2 \left[2 \sinh x \cdot \cosh x \right] + 2 \sinh \frac{x}{2} \cosh x$$

$$m(T) = \frac{1}{2} \frac{2 \left[2 \sinh X \cdot \cosh \frac{X}{2} + \sinh \frac{X}{2} \cosh X \right]}{2 \cosh X - \cosh \frac{X}{2}} = \frac{1}{3} \left[2 \tanh X + \tanh \frac{X}{2} \right] \quad r = 3/2$$

В МРА: $X = \frac{3}{(3/2 + 1)} \frac{m}{\tau} = \frac{6}{5} \frac{m}{\tau}$, можно подставить в $K_1(m)$, если $m(\tau)$ найдена

$$m = B_s \left[\frac{35 \text{ m}}{\text{sr} \cdot \tau} \right]$$

Due $3/2 = 5$, $B_5(x) = \frac{4}{3} \operatorname{ctn} \frac{4}{3}x - \frac{1}{3} \operatorname{ctn} \frac{x}{3}$

Date

Notes

$K_1(\tau)$

Обозначим $K_1(\tau) \stackrel{\text{def}}{=} x \rightarrow x = \text{th } X \cdot \text{th } \frac{X}{2} \text{ и } 3m = 2\text{th } X + \text{th } \frac{X}{2}$

Учтем, что X — аргумент аналитической.

$$\text{th } X = \frac{2\text{sh } \frac{X}{2} \text{ch } \frac{X}{2}}{2\text{ch}^2 \frac{X}{2} - 1} = \frac{2\text{sh } \frac{X}{2}}{\text{ch}^2 \frac{X}{2} + \text{sh}^2 \frac{X}{2}} \cdot \text{ch } \frac{X}{2} = \frac{2\text{th } \frac{X}{2}}{1 + \text{th}^2 \frac{X}{2}}, \quad \text{th } \frac{X}{2} = t$$

Тогда $x = \frac{2t^2}{1+t^2}$ и $3m = \frac{4t}{1+t^2} + t = t \left[1 + \frac{4}{1+t^2} \right]$

$3m(1+t^2) = t[t^2+5], \quad t^3 - 3mt^2 + 5t - 3m = 0$, где $t(m) \rightarrow x(m)$.

а) при $m \rightarrow 0, \quad \text{th } \frac{X}{2} = t = \text{th} \left(\frac{1}{2} \frac{6}{5} \frac{m}{\epsilon} \right) = \text{th } \frac{3}{5} \frac{m}{\epsilon} \approx \frac{3}{5} \frac{m}{\epsilon} \approx \frac{3}{5} m$ и то же выражение
из уравн. $5t \approx 3m$ при $t \rightarrow T_2$.

б) при $T \rightarrow 0, \quad t = \text{th } \frac{X}{2} \approx 1, \quad t = 1 + \delta, \quad$ найдем связь $x \sim m^3$.

Положим в уравн. K аббревиатуру $F(x, m) = 0$?

$3m = t + \frac{4t}{1+t^2} = t + \frac{2}{t} \frac{2t^2}{1+t^2} = t + \frac{2}{t} x, \quad t(x)$ — некая функция

$(1+t^2)x = 2t^2, \quad (2-x)t^2 = x, \quad t^2 = \frac{x}{2-x}, \quad t = \left(\frac{x}{2-x} \right)^{1/2} \geq 0$

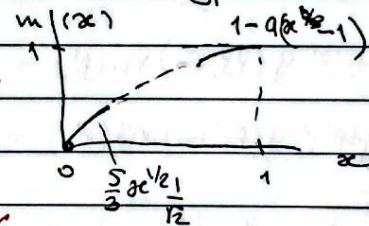
Алгебра $3m = \left(\frac{x}{2-x} \right)^{1/2} + 2 \frac{\left(\frac{x}{2-x} \right)^{1/2}}{\frac{x}{2-x}} x = \left(\frac{x}{2-x} \right)^{1/2} + 2x^{1/2} (2-x)^{1/2}$

Учтем $3m = t \left[1 + \frac{2}{t^2} x \right] = \left(\frac{x}{2-x} \right)^{1/2} \left[1 + \frac{2x}{x} (2-x) \right] = \left(\frac{x}{2-x} \right)^{1/2} [5-2x]$

Ур. для нахождения $m(x) = \frac{1}{3} \left(\frac{x}{2-x} \right)^{1/2} [5-2x], \quad 0 \leq x \leq 1, 0 \leq m \leq 1.$

Наконец, $x(m)$ можно записать как корень куб. уравнения:

$\rightarrow 9m^2(2-x) = (5-2x)^2 x$



Выражение $\Phi_{ZZ}^0(p, p')$:

$\rightarrow$ — SW — $m_2(p)$

$\int_0^1 ds' \ln t_m(p-p') m_2(p') \approx m_2(p) \int_0^1 ds' \ln t_m(p-p')$

$$\begin{aligned} J(p) &= \int_0^1 ds' \ln t_m(p-p') = \left| \frac{t_m p' = x'}{t_m p = x} \right| = \frac{1}{t_m} \int_0^1 dx' \ln |x' - x| = \frac{1}{t_m} \int_0^x dx' \ln(x-x') + \\ &+ \frac{1}{t_m} \int_x^1 dx' \ln(x'-x) = \left| \begin{matrix} x-x'=y & x'-x=z \\ -dx'=dy & dx'=dz \end{matrix} \right| = \frac{1}{t_m} \int_x^0 dy (-1) \ln y + \frac{1}{t_m} \int_0^{t_m-x} dz \ln z = \\ &= \frac{1}{t_m} \int_0^x dy \ln y + \frac{1}{t_m} \int_0^{t_m-x} dz \ln z = \frac{1}{t_m} [y \ln y - y]_0^x + \frac{1}{t_m} [z \ln z - z]_0^{t_m-x} = \frac{1}{t_m} x [\ln x - 1] + \\ &+ \frac{1}{t_m} (t_m-x) [\ln(t_m-x) - 1] = p [\ln t_m p - 1] + (1-p) [\ln t_m (1-p) - 1] = \end{aligned}$$

$= p \ln t_m p + (1-p) \ln t_m (1-p) - 1 = p \ln \frac{p}{1-p} + \ln [t_m (1-p)] - 1$ — партер "логарифмирование"
с $t_m \uparrow$ (если $p \neq 1$)

$$\frac{\partial J_0(t_f)}{\partial f} = t \frac{\partial J_0(x)}{\partial x} = -t J_1(t_f)$$

Date _____

Notes

Trans. yacobine u
Notes 4 ^{тормоз} ^{гиз(рп)} ^{for} 

$$\lambda m(p) = \int_0^1 dp' p' g_{22}^0(p p') m(p'), \quad g_{22}^0(p p') = -\frac{4\pi}{p} \int_0^\infty dk [1 - e^{-\beta k}] J_0(kp) J_0(kp')$$

исполнен, не от γ и, учитывая $n/p = 1$

$$\lambda m(1) = \int_0^1 ds' s' g_{22}(s=1, s') m(s'), \quad \lambda \frac{\partial m(s)}{\partial s} = \int_0^1 ds' s' \frac{\partial g(s, s')}{\partial s} m(s') =$$

$$= -\frac{4\pi}{\beta} \int_0^\infty dt \int d^3r' m(r') [1 - e^{-\beta t}] (-1) t J_1(t\rho) J_0(t\rho')$$

$$\lambda \frac{\partial m_i}{\partial \beta} = \frac{1}{\beta} \int d\beta' \beta' m(\beta') \int dt [1 - e^{-\beta t}] t J_1(t) J_0(t\beta') = \int dt [1 - e^{-\beta t}] t J_1(t) F(t)$$

$$\underline{F(t) = \frac{4\pi}{p} \int p' p' m(p') J_0(tp')}$$

$$\lambda m(1) = -\frac{4\pi}{\beta} \int d^3p' m(p') \int dt [1 - e^{-\beta t}] J_0(t) J_0(t p') = -\int dt [1 - e^{-\beta t}] J_0(t) F(t)$$

$$\frac{J_{n-1} + J_{n+1}}{2} = \frac{2n}{x} J_n, \quad J_{n-1} - J_{n+1} = 2 J'_n(x), \quad F(t) \text{ неогр. неогр. неогр.}$$

$$J_0(t) = \frac{2}{t} J_1(t) - J_2(t) \quad \text{правильно? с норм. уса. упр. } p=1.$$

→ Но $I_5(p) = p \ln tp + (1-p) \ln t(1-p) - 1$ можно расчитать, как и для любого $\lambda(p)$.

$$J_s(p) = p[\ln t_m + \ln p] + (1-p)[\ln t_m + \ln(1-p)] - 1 = \ln t_m + p \ln p + (1-p) \ln(1-p) - 1$$

$$\lambda m(p) = \int dg' g' \left(\frac{-4\pi i}{p} \right) \left[\int_0^{tm} dt [1 - e^{-\beta t}] I_0(tp) I_0(tp') - \frac{1}{2\sqrt{pp'}} \operatorname{ci}[tm(p-p')] \right] m(p') =$$

$$= \left(\frac{4\pi}{\beta} \right) \int dp' p' \int_0^{t_m} dt \left[1 - e^{-\beta t} \right] \underbrace{J_0(t_p) J_0(t_{p'})}_{m(p')} + \frac{4\pi}{\beta} \int dp' p' \frac{1}{\sqrt{p p'}} \mathcal{G}[t_m(p-p')] m(p') =$$

$$= \int d^3 p' g(p', t_m) m(p') + \frac{1}{P} m(p) \int d^3 p' [C + \ln t_m(p-p')] =$$

$$= \int d^3 p' g(p, p', t_m) m(p') + \frac{4}{\beta} m(p) \left[\underbrace{C + \gamma_s(p)} \right], \quad \beta t_m \gg 1, \text{ i.e. } \beta \neq 0.$$

$$\left[\lambda - \frac{4}{\beta} \gamma'_s(p) \right] m(p) = \int_0^1 ds' s' g(s, s', t_m) m(s')$$

$$\rightarrow J'_S(p) = \ln t_m + p \ln p + (1-p) \ln(1-p) + C - 1, \quad \lambda \rightarrow \lambda(p) = \lambda - \frac{4}{p} J'_S(p)$$

Т.е. описание $f(t, \dots)$, бегущее конечного t_m бегет к
убежит. $|\lambda|$, т.к. $\lambda = -4\pi + O(\beta) < 0$, нормен направление $J'_s \sim \ln t_m$
не надеет, а расчет процесс t_m . Как анализ уменьш. бегущее t_m ,
надо сделать бегущее $t_m \gg \frac{1}{\beta}$ ($t_m \sim 1000 - 2000$ или ок).

Die $t_m \approx 1000$, $J'_2(p) = \ln t_m + p \ln p + (1-p) \ln(1-p) + C - 1 \approx 0$

for $\mu_n < 0$

Date

Notes

16/vii Написание письма за 2 недели. Названия на газетное издание.
Wang's exp. paper on FePt $K_1(T)$ by Xiaowei Wu et al.

Две использованы закон Shottky где τ — время жизни H_K и K_1 из μ_{spin} . $H_0(t)$. Точность такого метода — непредсказуема, ошибка может быть $\sim 100\%$. По $M_S(T)$, видимо, можно вернуть.

17/vii Почему X.Wu files с новыми параметрами где $S=3/2$.

Wang's paper, $K_1(T)$, $H_K(T)$ на основе с параметром T более быстрое, чем $S=3/2$ -MFA и предсказывает, лучше и $S=\infty$, т.е. законы $I_{\text{eff}}(x)$ by Kaffez.

• Вспомнил SW-chain paper, сгенил Figs в инициальной где APL проше, написал Letter to Editor и пошел в APL.

• Уточнение в статье by J. Zhu (CMU). Он рассказывает о max и min mag. noise в heads как $f(H_{\text{bias}})$ на основе инициальной магнетостат. модели θ_1, θ_2 с оговоркой. Намного сложнее $M_{1,2}$ при сдвиге.

FePt - $K_1(T)$

18/iv Эксп. Xiaowei по $K_1(T)$, $H_K(T)$ of FePt (FePtss, not fully ordered)
 $M_S(T)$ измерено в поле $H=50$ kOe, описано по saturation.

$$\frac{M_S(300K)}{M_S(100K)} \approx \frac{1}{1.19} = 0.84, \quad \frac{K_1(300K)}{K_1(100K)} = \frac{0.93}{1.52} = 0.61, \quad \text{т.е.}$$

$K_1(T) \sim [m(T)]^{2.8}$ в этом интервале. Это $\approx m^3$ -law by Akulov-Zener.

Это согласуется с величиной T_c , которая может оцениваться как $T_c = 750$ K.

Более точно $\frac{K_1(300)}{K_1(100)} = 0.63$, что дает $K_1(T) \sim m^{(2.7)}$, $n=2.7$

$$T=100 \text{ K} \text{ сдвиг, } \frac{T}{T_c} = \frac{100}{750} = 0.133, \quad T=300 \text{ K} \rightarrow \tau = \frac{300}{750} = 0.4.$$

→ Для MFA $\frac{M_S(0.4)}{M_S(0.133)} = 0.883$, exp. $\frac{M_S(0.4)}{M_S(0.133)} = 0.835$ — хорошее согласие

→ calc $\frac{K_1(300)}{K_1(0.133)} = 0.693$, тогда как exp. $\frac{K_1(0.4)}{K_1(0.133)} = 0.630$ — хорошее согласие

Т.е. в экстремальном наблюдении более хорошее согласие $M_S(T)$, $K_1(T)$ чем в MFA, assuming $S=\infty$ в low-temperature range $\frac{T}{T_c} = [0.13, 0.4]$,
 Примечание — возможно T_c (750K) завышена, уменьшение $T_c \rightarrow$ уменьшение $\frac{T}{T_c}$ и

Date

Notes

Снова разберем $K_1(T), M_s(T)$ где $V \propto S$. Другая формула - неопределенность MFA $m(T)$.

1) Уменьшение T_c и отсечение в рамках MFA где $m(T), K_1(T)$

2) условие $m_{exp}(T)$ где найдем $K_1(m)$,

(т.е. зная $\frac{m_1}{m_2} = \frac{m(T_1)}{m(T_2)}$, найдем $\frac{K_1(T_1)}{K_1(T_2)} = \frac{K_1(m_1)}{K_1(m_2)}$)

к конкретным абсолютным m_1, m_2 - неизвестно, т.к. не знаем $M_s(0)$, тогда $m(0)$ в эксп. зависимости.

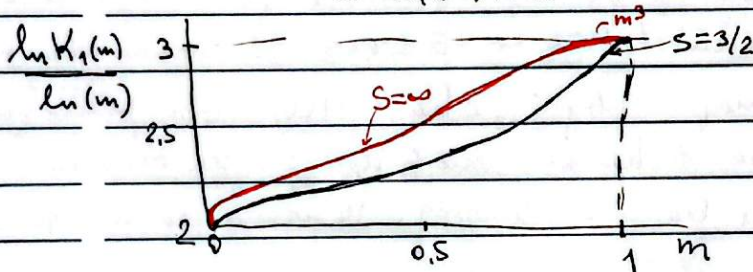
В случае $K_1(m) \sim m^n$, $K_1(m_1) = \left(\frac{m_1}{m_2}\right)^n$ и $m(0)$ не нужно.

Для $S \rightarrow \infty$ $K_1(m) \sim m^3$ в основном, если $m(T) > 0.9$

а $K_1(m) \sim m^2$ в основном, если $m < 0.1$ (т.е. $T \rightarrow T_c$)

Для $S = 3/2$ $K_1(m) \sim m^3$ в основном, если $m(T) \rightarrow 1$, $m > 0.995$,

а $K_1(m) \sim m^2$ в основном, если $m \rightarrow 0$



Но если считать $K_1(100K) \neq K_1(0)$ то $m(300K) = 0.835$ по

зависимости $K_1(m)$ где $S = 3/2$ соответ. $K_1[m = 0.835] = 0.612 \cdot K_1(0)$

в хорошем согласии с exp. $K_1(300K) = 0.630 \cdot K_1(0)$

Тогда как где $S = \infty$ $K_1(300K) = 0.586 \cdot K_1(0)$ - хуже соответ.

эксперименту.

Т.е. слабая зависимость $K_1^{S=3/2}(T)$ от результатов MFA.

$K_1^{S=3/2}(m)$ лучше описывает эксперимент, чем $K_1^{S=\infty}(m)$

$m(T) = m_{exp}(T)$. Хотя $K_1^{S=3/2}(m)$ и $K_1^{S=\infty}(m)$ мало отличаются

если $m \approx 0.8 - 0.9$, но учитывая $m(0)$, $(m(100K) \neq 1)$ и учитывая $m(T) < 0.8$

и большую разницу $K_1^{S=3/2}(m)$ и $K_1^{S=\infty}(m)$.

Вопрос T_c : 750K - много, т.к. нам сейчас не bulk, не полностью упорядочен

и $x = 4.5$ Fe_xPt_{1-x} с м.с. $FePt$ - AuCu (L10).

Date

Notes

FePt - nonfabry u $K_1(T)$ uz-za 2-vo noregna TB $\frac{\hbar A}{k_B T}$

Выводим nonfabry 2-vo noregna $\frac{\hbar A}{k_B T}$ $K_1(T)$, γ $\frac{\hbar A}{k_B T}$ A_{20} (см. PRB' 97).

Начиная с $f_J(T/T_c)$ где $J=1$ и $3/2$ (в R-условиях $\frac{\hbar A}{k_B T}$ J).

$$H_A(T) = H_A^{\text{linear}}(T) [1 + \epsilon(T)], \quad \epsilon(T) = \frac{\delta K_1(T) + 2\delta K_2(T)}{K_1(T)}$$

$$t = \frac{T}{T_c}, \quad y(t) = \frac{T_{ex}}{T_c} \ln J - 1 \frac{\beta(t)}{t}, \quad \beta(t) = \frac{M_A(t)}{M_A(0)}, \quad T_{ex} = 2\mu_B H_{ex}(0)$$

$$H_{ex} = 2(gJ-1)\mu_B J \cdot H_{ex}, \quad H_{ex}(T) = H_{ex}(0) \beta(T)$$

$$y = 2\mu_B H_{ex}(0) (gJ-1) \beta(T) \frac{1}{T}, \quad S = 2(gJ-1)J$$

$$y \text{ same } H_{ex} = X \hat{S}_z (-\frac{1}{\beta}), \quad H_{ex} = -\mu H_{ex} = g\mu_B S \cdot H_{ex}$$

$$T \rightarrow 0 \text{ } 2(gJ-1)J \rightarrow gS, \quad H_{ex}(T) = \mu M_s(T), \quad M_s(T) \text{ из } \frac{\hbar A}{k_B T} \text{ } \frac{\hbar A}{k_B T} \text{ } \frac{\hbar A}{k_B T}$$

$$\rightarrow y = g\mu_B H_{ex}(T) \frac{1}{k_B T} = \frac{1}{S} \frac{\mu H_{ex}(T)}{k_B T} = \frac{1}{S} x = X, \quad X = \frac{3}{(S+1)} \frac{m}{T}, \quad T = \frac{T}{T_c}$$

и $J \rightarrow S$ $\frac{\hbar A}{k_B T}$ $\frac{\hbar A}{k_B T}$ $\frac{\hbar A}{k_B T}$

$$\epsilon(T) = -\frac{3}{8} \frac{(\theta_2 A_{20})}{T_{ex}} f_S(t), \quad \frac{3}{8} = 2(g-1)\mu_B J \frac{1}{k_B T} \rightarrow x = g\mu_B S \frac{H_{ex}}{k_B T}$$

$$K_1(x) = -\frac{3}{2} (\theta_2 A_{20}) S^2 B_S^{(2)}(x), \quad \langle C_m^n(\vec{S}) \rangle = S^n B_S^{(n)}(x)$$

$$C_m^n(\vec{S}) - \text{Генер. тенз. оператор, } C_m^n(\vec{S}) = \sqrt{\frac{4\pi}{2n+1}} Y_{nm}(\vec{S})$$

$Y_{nm}(\vec{n})$ - сферические гармоники

$$\text{Linear } K_1(x) = -\frac{3}{2} (\theta_2 A_{20}) \sqrt{\frac{4\pi}{5}} \langle Y_{20}(\vec{S}) \rangle$$

$$Y_{20}(\vec{S}) = \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \frac{1}{2} [3S_z^2 - S(S+1)]$$

$$K_1(T) = -\frac{3}{4} (\theta_2 A_{20}) \langle 3\hat{S}_z^2 - S(S+1) \rangle_T = \langle \hat{H}_A \rangle_0 \frac{1}{\sin^2 \theta}$$

$$\hat{H}_A = \frac{3}{4} (\theta_2 A_{20}) (3\hat{S}_z^2 - S(S+1))$$

$$K_1(0) = -\frac{3}{4} (\theta_2 A_{20}) (3S^2 - S(S+1)) = -\frac{3}{4} (\theta_2 A_{20}) S(2S-1)$$

$$K_1(T) = K_1(0) \frac{1}{S(2S-1)} \langle 3\hat{S}_z^2 - S(S+1) \rangle_T, \quad K_1(0) - \text{напряж. анизотропии (из 2-го порядка)}$$

можно в качестве параметра анизотропии $k_2 = -\frac{3}{4} (\theta_2 A_{20})$

$$k_B T_{ex} = 2\mu_B H_{ex}(0) = 2\mu_B \mu M_s(0) \sim J - \text{микроскоп. exchange integral.}$$

Date 19/VII Notes

Выводим 2-ю уравнение температур. - TB $\propto H_K(T)$.

$$E(T) = -\frac{3}{8} \frac{A_{20}\theta_2}{T_c} \frac{T_{ex}}{T_c} \frac{1}{Z_0(y) \langle C_0^2(\vec{s}) \rangle_T} \frac{1}{\tau} [\dots], \quad \tau = \frac{T}{T_c}$$

применяем y, см. Eq. 8 - PRB '97.

$$Z_0(y) = Z_0(x) - \text{const. сумма с } \theta_{ex} = \theta_0 - \text{константа.}$$

$$\langle C_0^2(\vec{s}) \rangle_T = \sqrt{\frac{45}{5}} \langle Y_{20}(\vec{s}) \rangle = \frac{1}{2} \langle 3S_z^2 - S(S+1) \rangle_T$$

применяем y, бинарная

$$\langle \dots \rangle_T = \frac{1}{Z_0} \sum_{\mu=-S}^S \langle \mu(\dots) \rangle e^{X\mu}, \quad X = y = \frac{x}{S} = \frac{3}{(S+1)} \frac{m}{T} \text{ в MFA.}$$

$$\langle 3S_z^2 - S(S+1) \rangle_T = S(2S-1) \frac{K_1(0)}{K_1(T)}, \quad \text{где } K_1(T) - \text{в рамках linear theory (TB - 1-го порядка)}$$

$$Z_0(y) \langle C_0^2(\vec{s}) \rangle_T = \frac{1}{2} \sum_{\mu=-S}^S [3\mu^2 - S(S+1)] e^{X\mu}$$

$$E(T) = -\frac{3}{8} \frac{(A_{20}\theta_2)}{T_c} \frac{2}{\sum_{\mu} [3\mu^2 - S(S+1)] e^{X\mu}} \frac{1}{\tau} [\dots] = -\frac{3}{4} \frac{(\theta_2 A_{20})}{T_c} \frac{1}{\tau} \frac{[\dots]}{\sum_{\mu} [3\mu^2 - S(S+1)] e^{X\mu}}$$

$$\text{то } K_1(0) = -\frac{3}{4} \theta_2 A_{20} S(2S-1), \quad [K_1] = \frac{K}{\text{f.u.}} \text{ or } \frac{3\mu^2}{\text{f.u.}} \text{ сумм } \times k_B.$$

$$E(T) = \frac{1}{S(2S-1)} \frac{K_1(0)}{T_c} \frac{1}{\tau} \frac{[\dots]}{\sum_{\mu} [3\mu^2 - S(S+1)] e^{X\mu}}, \quad [\dots] - \text{тоо } (\dots) \text{ в Eq. (8) PRB '97.}$$

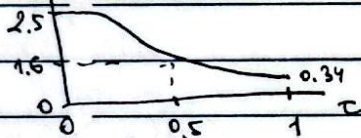
$[\dots] = F(X)$

$$\text{Обозначим } F(\tau) = \frac{1}{\tau} \frac{[\dots]}{\sum_{\mu} [3\mu^2 - S(S+1)] e^{X\mu}}, \quad [\dots] = \left[\frac{1-e^{-y}}{y} S_1(y) - \dots \right]$$

$y = X = \frac{3}{S+1} \frac{m(\tau)}{\tau}$

$$\rightarrow E(\tau) = \frac{1}{S(2S-1)} \frac{K_1(0)}{T_c} F(\tau), \quad \text{в MFA } m(\tau) \text{ из ур. бинарная.}$$

$F(\tau)$ в MFA



$F(\tau)$ - габаритная величина.

$$\text{Over: } K_1(0) = 1.3 \text{ meV/unit cell, т.е. на}$$

FePt - unit cell - фет когерентно - 2 а.е. Fe и 2 а.е. Pt.

$$\text{Typ. Memos: } 1 \text{ K} = 8.62 \cdot 10^{-5} \text{ eV}, \quad 1 \text{ K} = 0.695 \text{ cm}^{-1}, \quad 1 \text{ eV} = 1.60 \cdot 10^{-12} \text{ Jm.}$$

$$K_1(0) = 0.65 \frac{\text{meV}}{\text{f.u.}}, \quad 1 \text{ f.u.} = \text{FePt} - 1 \text{ atom Fe.}$$

$$K_1(0) = 15.1 \frac{\text{K}}{\text{u.cell}}$$

$$1 \text{ eV} = 1.16 \cdot 10^4 \text{ K}, \quad K_1(0) = 0.65 \text{ meV} = 0.65 \cdot 10^{-3} \cdot 1.16 \cdot 10^4 \text{ K} = 7.54 \text{ K}$$

$$\rightarrow \text{Due FePt, } S=3/2, \quad \frac{K_1(0)}{T_c} = \frac{7.54 \text{ K}}{750 \text{ K}} = 0.01 - \text{бесно}$$

$$E(\tau) = \frac{1}{3} \cdot 0.01 \cdot F(\tau), \quad E(T) = \frac{2.5}{3} \cdot 0.01 = 0.83 \cdot 10^{-2} = 0.83\% \approx 1\%$$

$\max_{\tau \rightarrow 0} E(\tau) < 1\%$

$\rightarrow$ No spin ordering for one unit cell (без $\mu = 3/2 \rightarrow S=3/2$ spin and unit cell) Тогда $E(\tau) \leq 2.083 = 1.7\%$

FePt

Max. moment μ_{Fe} :



Business Diary

B fct L10-FePt 3d. electron - 2 electrons, $\mu_{Fe} (\mu_B/\text{atom}) = 3.36 \times 3$ (spin part)

Date

Notes

FePt - L10, fct - tetragonal, face centered, c, a - parameters.

J. U. Thiele et al. JAP'02 gives $Fe_{50}Pt_{50}$ Bulk alloys

$a = 3.87 \text{ \AA}$, $c = 3.70 \text{ \AA}$. K_{10} energy MAE per u. cell

$V_{u.cell} = a^2 c = (3.87 \text{ \AA})^2 \cdot 3.70 \text{ \AA} = 55.4 \cdot \text{\AA}^3 = 55.4 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^3$

$\rightarrow K_{10} (\text{mJ/cm}^3) = \frac{K_{10}(0)}{V_{u.cell}} = \frac{1.3 \text{ meV}}{55.4 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^3} = \frac{1.3 \cdot 10^{-3} \cdot 1.60 \cdot 10^{-12} \text{ J}}{55.4 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^3} = 3.75 \cdot 10^7 \text{ mJ/cm}^3$

Elem. anisotropy $E(\tau)$ of linear response rate near $< 1\%$, to res. cubical symmetry as far as MFA.

$\text{Max } E(\tau) = 1.7\%$ can be accommodated in unit cell,

T.e. linear theory of magn. anisotropy goes reasonably well - $E(\tau) \approx 5\%$

$\rightarrow$ Anisotropy exchange in FePt.

$H_{ex} = - \sum_{ij} J_{ij}^{\parallel} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j - \sum_{ij} J_{ij}^{\perp} S_i^z S_j^z$, because $J^{\parallel} > J^{\perp}$

$J^{\parallel} \vec{S}_i \vec{S}_j + J^{\perp} S_i^z S_j^z = J^{\parallel} (\vec{S}_i \vec{S}_j + S_i^z S_j^z) + (J^{\perp} - J^{\parallel}) S_i^z S_j^z$, $\Delta J = J^{\perp} - J^{\parallel}$

$\rightarrow$ $H_{ex} = - \sum_{ij} J_{ij}^{\parallel} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j - \sum_{ij} \Delta J_{ij} S_i^z S_j^z$, where ΔJ_{ij} is i,j -pairwise,

a) $H = - \sum_{(ij \in nn)} J_{ij}^{\parallel} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j - \sum_{(ij \in nn)} J_{ij}^{\perp} S_i^z S_j^z =$

$= - \sum_{(ij \in nn)} J_{ij}^{\parallel} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j + \sum_{(ij \in nn)} (J_{ij}^{\parallel} - J_{ij}^{\perp}) S_i^z S_j^z$ - exchange anisotropy in nn. J_{ij} and $J_{ij}^{\perp}$ are J_{ij} and $J_{ij}^{\perp}$ pairwise

Because symmetry δ - same expression in nearest (symmetry to uniaxial anisotropy)

$\rightarrow H_{ex} = \sum_{ij} J_{ij}^{\parallel} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j - \sum_{ij} \Delta J_{ij} S_i^z S_j^z = H_0 + H_1$, $H_1 \ll H_0$

TB: $F = F_0 + \langle H_1 \rangle$, $S_i^z = S_i^z \cos \theta + (\text{fluct.})$

$\langle H_1 \rangle = - \langle \sum_{ij} \Delta J_{ij} S_i^z S_j^z \rangle = - \langle \sum_{ij} \Delta J_{ij} S_i^z S_j^z \rangle \cos^2 \theta =$

$= - \sum_{ij} \Delta J_{ij} \langle S_i^z S_j^z \rangle \cos^2 \theta$, t.e. how symmetric cor. function

$G_{ij} = \langle S_i^z S_j^z \rangle$, B MFA $\langle S_i^z S_j^z \rangle = \langle S_i^z \rangle \langle S_j^z \rangle = \langle S^z \rangle^2$

Then B MFA $\langle H_1 \rangle = - \langle S^z \rangle^2 \cos^2 \theta \sum_{ij} \Delta J_{ij} = (\text{isot.}) + [\langle S^z \rangle^2 \sum_{ij} \Delta J_{ij}] \sin^2 \theta$

T.e. $K_{1ex} = \langle S^z \rangle^2 \sum_{ij} \Delta J_{ij} = \lambda S^2 m^2(T)$, $m(T) = \frac{1}{S} \langle S^z \rangle$ - order parameter

b) Ang. Progr. Report

$K_{1ex} \sim m^2(T)$

$\lambda = \sum_{ij} \Delta J_{ij}$ - const. char.

Date _____

Notes

Xiaowei ушла на $m(T)$ - экв. в интервале 12-300 K
где T_{eff} - планк температура.

$$m(12K) = 1.000; \quad m(300K) = 0.801$$

Усл. $g_p \approx 15/\sqrt{11}$ $9m^2(2-x) = (5-2x)^2 x$, $x = \frac{K_1(T)}{K_1(0)}$

Вычисление $K_1(T)$ на основе $\text{теор}(T)$ - разность,
 падает немого быстрее экстремальной. Можно исп. $S=1$ для
 за негущие падение $\text{Calc} - K_1(T)$. $\text{Calc } K_1(300) = 0.593$, $\text{exp. } K_1(300) = 0.630$
 $K_1(100)$ $K_1(100)$

Nowan file $K_n(\pi)$ - calc. to Xiaowei and Ray.

Найти Ref. 5.7 из Xiaowei - Zeros в $K_1(T)$ и

→ Ref. 8. H. Pfeiffer, Ph. Stat. Sol. (a) 118, 295 (1990)

u/w/ IEEE TM 26, 193(1990) - MP Sharrock

Sub-FePt - PMM 38 505 (1974) - Men'shikov

QMM 67, 76 (1989) - Maykov

M(H) uniaxial J. Phys. D Appl. Phys. 32, 2599 (1999) - Miller Y.

+JMM 72 Zot (1988) - Vayhinger - SW

Utzop — Progr. Surg. Sci. 18, 1 (1985) — SW-Grünberg

+ JAP ≤ 4340 (1980), ≤ 6824 (1981) - Brunberg

Озгор — Adv. Phys. 42 523 (1993) — Heinrich

+ QMM 64, 36 (1987) - double layer J. - Gus.

прогнозирование $\rightarrow$ Анизотропия обмена в FePt - больше ее в $\text{K}_1(\text{IT})$.

Boxing $K_{\text{ex}}(T) = \lambda S^2 m^2(T)$ & MFA, S -local spin, $\lambda = \sum \Delta J_{ij}$

Здесь (ij) - все узлы ранетки, а нулевка — $\Delta J_{ij}^U = J_{ij}^I - J_{ij}^{II}$

наблюдения $J_{ij}^{(1)}$ (коэф. при $S_{ij}^{x,y}$) и $J_{ij}^{(2)}$ (коэф. при S_{ij}^z, S_{ij}^y) — известные

у магнитного поля орбит. момента. Тогда J'' и $J^\perp$ — магнитные функции, зависящие от орбит. квант. чисел, а $H = \sum J'' S^u S^u - \sum J^\perp S^z S^z$ эк.

См. - В. 10. 10. 10. 10. 10.

$$V_{\text{ex}}(0) = \lambda S^2, \quad m(\tau) = \frac{M_S(\tau)}{M_S(0)}, \quad m(0) = 1,$$

$$\frac{K_{1ex}(T)}{K_{1ex}(0)} = m^2(T)$$

B. per il 16/III usare $\frac{K_{1ex}(t)}{K'_{1ex}(0)} = \frac{\Delta J}{J} m^2(\tau)$, $\lambda = \Delta J$ (come sopra), $K'_{1ex}(0) = JS^2_{rem}$

Date 22/III Notes

Plan pasos na dnu. vperu:

Temu (vprosu)

I

Vortex - statics and dynamics:

1) v.-statics - paper - MFD, v. shift models, $b(z)$ - yes core or "z" (Scholz, Kobocag)

Vortex-mode Appl. to m. reversal

2) v.-dynamics - theory paper - Figs., Eqs. (Scholz, Kobocag)
3) passu. cond-mat paper by Ivanov (v. yu. u w(R) $\rightarrow 0$ na kpur. nenu)
4) Namcas Growell o zaboratn u vperu. coop. / paper.

II

SW in non-ellipsoidal elements:

Start gen. theory

1) zakonnoe SW-PRB paper co Chabunov u obzrachno exp. by Moch

Obzrachnoe Inductive exp. (reads)

2) Obzrachnoe exp. Crawford-Patwari na rect. u cylindrical 15 u 5 μ m elements (grup na cylindr. - eigenfunctions u balog of ef. pinning)

Obzrachnoe Kerr-exp.

3) Paper na obzrachnoe Kerr - exp. by Tamara - Crawford (Co Chabunov, Chantrell, sam na yger novo exp.)

4) obzrachnoe exp. Tneba na um. gosax: uniax. 4-fold anisotropy, SWR

5) obzrachnoe novo exp. Moch's group u papers Yukawa-Abe (JAP 71, 74)

III

Mag. noise and SW-spectra

Start Mag. noise (heads)

1) vprosu c Ocanai u Roy - SW chain (same pear. same μ m)

2) Hraso omcanne SW-spectra b foyxu. nuanke - noise-heads c ygeran exch. J₁₂ u dip-dip interaction

3) oszop pasor (Zhu, Heiden, Sefon-Bertram, Chybykalo - Chantrell)

IV

HAMR, Soma, FePt:

Application K₁(T) give HAMR

1) pasor M_z b cperur. Dacme with twin c/ez odmenom (D ~ 3-4 nm u M(H), M_r-H_c of 2D-hexagon. arrays of FePt granules, induced K₁

2) Omcanne K₁(T), M_s(T) b FePt - dacme u HAMR-media (Dacme gne Andreas) u obzrachnoe exp. by Xizouei na FePt-K₁(T)

Tem. gena: Obzrachno Chabunov u Gubbiotti / voprobu gena. Pitts. Conf.

1) anara bills (v. ser. ^{larazus} TV, electr.); 2) Green card appl.

3) travels to Japan/Korea u MMM-Tampa

4) opeu. autoinsurance na u. naurora; 5) Nope cgar na us-upaba
6) A. cperur. b ukory; 7) ozoqut c 10. b Immigr. Office

Date _____

Notes

Notes

For $S = \infty$ we have $\hat{I}_{5/2}(x) = \frac{I_{l+1/2}(x)}{I_{1/2}(x)}, K_{l+1/2}(x)$

Monoxycen (Allen-Allen PR-65)

$$\left. \begin{aligned} \frac{K_1(\tau)}{K_1(0)} &= \hat{I}_{s/2}(x) = 1 - \frac{3}{x}m - \frac{3}{x} \frac{3m - x[1-m^2]}{2m - x[1-m^2]} \cdot \frac{4}{H_0} \\ m(\tau) &= \text{cth } x - \frac{1}{x} \end{aligned} \right\} \xrightarrow{\text{gives}} K_1(m)$$

T.e. $\lim_{\beta \rightarrow \infty}$ $\left\{ \begin{array}{l} x = 1 - \frac{3}{x} m \\ m = \text{cth} x - \frac{1}{x} \end{array} \right\} \Rightarrow x(m), \quad x = \frac{K_1(T)}{K_1(0)}$

$$\hat{I}_{5/2}(x) = \hat{I}_{Y_2}(x) - \frac{3}{x} \hat{I}_{3/2}(x) = 1 - \frac{3}{x} m(x)$$

Момент x не превосходит длины стержня. $1-x = \frac{3}{x} m$, $x = \frac{3m}{1-x}$
 Нормируя $x(m)$ интеграл. из $m = \cosh\left(\frac{3m}{1-x}\right) - \frac{(1-x)}{3m}$ — $s \rightarrow \infty$

$\rightarrow K_1^{Sinf}(T)$ и $K_1^{S=3/2}(T)$ гомогенно близки друг к другу если $m \geq 0.8$
как в exp., где $12K < T < 300 K$. $K^{(3/2)}(T)$ упер бонне.

$$\frac{AK}{K} = \frac{K_1^{3/2} - K_1^{5/2}}{K_{1\text{auf}}} = \frac{0.551 - 0.522}{0.522} = 5.6\% \quad \text{w/ } m = 0.80$$

So gave up $m=0,5$ $\frac{\Delta K}{K} = \frac{0,194 - 0,165}{0,165} = 15,8\%$

① For $S \rightarrow \infty$ $m + \frac{(1-x)}{3m} = \text{cth} \left(\frac{3m}{1-x} \right)$, $m^2 + \frac{1}{3}(1-x) = m' \text{cth} \left(\frac{3m}{1-x} \right)$

$$\rightarrow \text{① Me } S=1 \quad x = \frac{1}{1(2.1-1)} \frac{1}{2} \sum_{\mu=-1}^{+1} [3\mu^2 - 2] e^{x_{\mu}} = \frac{1}{2} [e^{x_1} + e^{-x_1} - 2] =$$

$$Z = \sum_{\mu} e^{X_{\mu}} = e^X + e^{-X} + 1 = 1 + 2\cosh X, \quad = \frac{1}{2} 2 [\cosh X - 1]$$

$$x = 2 \frac{\cosh X - 1}{1 + 2\cosh X}, \quad m = \frac{1}{Z} \sum_{\mu} \mu e^{X_{\mu}} = \frac{1}{2} [e^X - e^{-X}] = \frac{2\sinh X}{1 + 2\cosh X}$$

$$\cosh x - 1 = \cosh^2 \frac{x}{2} + \sinh^2 \frac{x}{2} - 1 = \left| \cosh^2 \frac{x}{2} - \sinh^2 \frac{x}{2} \right| = 2 \sinh^2 \frac{x}{2}$$

$$x = 4 \frac{\sinh^2 \frac{X}{2}}{1 + 2 \cosh X}, \quad m = 4 \frac{\sinh \frac{X}{2} \cosh \frac{X}{2}}{1 + 2 \cosh X}, \quad \frac{x}{m} = \tanh \frac{X}{2}$$

$$1 + 2\cosh x = 9 + 4\cosh^2 \frac{x}{2} = 1 + 2\left(2\cosh^2 \frac{x}{2} - 1\right) = 4\cosh^2 \frac{x}{2} - 1, \quad \tanh^2 \frac{x}{2} = 1 - \frac{1}{\cosh^2 x/2}$$

$$\csc^2 \frac{x}{2} = \frac{1}{\sin^2 \frac{x}{2}} + 1, \quad x = 4 \frac{\sin^2 x/2}{3 + 4 \sin^2 x/2} = 4 \frac{1}{3 \frac{1}{\sin^2 x/2} + 4} = \frac{4}{3(\csc^2 \frac{x}{2} - 1) + 4} = \frac{4}{3\csc^2 \frac{x}{2} + 1}$$

Notes

Notes
 $x = \frac{4t^2}{3+t^2}$, $t = \tan \frac{x}{2}$, $3x + 8t^2 = 4t^2$, $t^2 = \frac{3x}{4-x}$

$$\frac{x}{m} = \sqrt{\frac{3x}{4-x}}, \quad \frac{x^2}{m^2} = \frac{3x}{4-x}, \quad m^2 = \frac{1}{3} \frac{x}{(4-x)}, \quad m^2 = \frac{1}{3} x(4-x)$$

$$3m^2 = x(4-x), \quad x^2 - 4x + 3m^2 = 0, \quad x_{1,2} = \frac{1}{2} [4 \pm \sqrt{16 - 4 \cdot 3m^2}]$$

$$x(m) = 2 - \sqrt{4 - 3m^2} = 2 \left[1 - \sqrt{1 - \frac{3}{4}m^2} \right], \quad g=1$$

$$x(m) = 2 \left[1 - \sqrt{1 - \frac{3}{4} m^2} \right]$$

- Zählraum: $x = \frac{K_1(T)}{K_1(0)}$ oder $u = \frac{M_5(T)}{M_5(0)}$ für Anzahl $S=1$

→ 22/vii Aut. of 30p: SW-double layers

→ Discussion of m. reversal & Xuebin Wang, Danmy Chau vortex papers are frequent on vortex
2D reversal kx vortex movement

23/VII Вернемся к SW в цилиндре

Сормасно 4/√III 992. с $\vec{M}_0$ 110y

$$\left(-\frac{1}{\omega M_s}\right) H_d^y(s, \varphi) = \frac{1}{2} \int_0^\infty dt f(\beta t) J_1(t) \left[J_0(t\varphi) + \cos 2\varphi J_2(t\varphi) \right], \quad \left(-\frac{1}{\omega M_s}\right) H_d^x(\beta, \varphi) =$$

$$\text{then we get } 24 \sqrt{1} : \quad = -\frac{1}{2} \sin 2\varphi \cdot \int dt f(\beta t) J_1(t) J_2(t\varphi)$$

Или как $24/\sqrt{1}$:

$$\left(-\frac{1}{4\pi M_S}\right) H_d^y(p, \varphi) = I_0(p, \varphi) + \cos 2\varphi \cdot I_2(p, \varphi), \quad \left(-\frac{1}{4\pi M_S}\right) H_d^x(p, \varphi) = -\sin 2\varphi \cdot I_2(p, \varphi)$$

$I_2(p, p)$ — нуль при $p \leq \frac{1}{2}R$, т.е. $\vec{H}_d(p, e)$ — уни. симметрично
 бсужен $p=0$ и $\vec{H}_0$. При $p \rightarrow R$ а) уни. симметричные кривые;
 б) горизонтальная x -компонент of $\vec{H}_d$, $\perp \vec{M}_0$

Представление через др. Бесселе компактно, но неудобно с
вычисл. точки зрения, т.к. $J_0(\dots)$ очень плохо сходится.

Надо вернуть в координатное представление.

November (Mo 11/09): $\varphi_m(\vec{r}) = -M_s R \int_{P=R} dz' d\varphi' \frac{\sin \varphi'}{|\vec{r} - \vec{r}'|}$

24/Jul. Осызылгане $\leftarrow$ Roy, Xiaowei, Klemmer узылгане
Xiaowei of $K_1(T)$ u $M_2(T)$ гыла FePt-films. Моа $K_1(T)$ на оное
 $m_{exp}(T)$ оное харамо озылгане experiment ели узылгане $S=3/2$
(узылгане $S=\infty$ узылгане, $\frac{AK_1^{S=\infty}}{K_1} = 6\% \text{ гыла } 300K$).

- SOMA Seminar (Eben Ueller, Chantrell u. Parker):

рассказать коротко (~10 min) о single-ion model of $K_1(T)$
и объяснить как вывести $I_1(m)$ и $I_1(T) = K_1[m_{exp}(T)]$

T_c (кондуктанс, нум. нопредела, памера закана). В МКА биде
суперено б T_c и $H_1(0)$. *Quar Abstract of El. Struct. Conf (Washington, July)*

Date

Notes

25/VII

lecture paper by T. Yukawa and K. Abe JAP'74 (445,3146)

no SW energy resonant. narrow. quanta 

Две системы $\psi(k, R)$ где ω - частота и квант $k(r)u_3$ - за $H \rightarrow H_1(r)$ - демаг. non-uniform field $\int d^2 \cdot k(r) = n\pi$ - дает резонансная линия $H_{res}(n)$

(2) аналогично более точный спектр тут найден SW-JAP'00 paper $c H_{mn}$ - магнит. элементом дип. поля. Это другое т.к.

SW-CP того квант $\lambda_m(x) = \int dx' G(x, x') m(x')$ - инт. ур-я или гами-тонизировать магнит. поле δ основного параметра для ур. д.д

(1) - дает $H_{res}(n)$ и квантовое представление о CP, т.к. пред-ставляет локализацию маг

(2) - дает и сами моды - CP и гранич. условия и $H_{res}(n) - \omega_{res}(n)$ - но другое представление.

Т.к. CP симметрия  квант пока не удалось, не удалось ω_{res} - мен в $H_2(r, \varphi)$ и Φ , осуществим хотя (1). Надо квант $H_2(r, \varphi)$ и рассмотреть его.

М. возмущения ($\vec{M}_0$ || OY): $\varphi \rightarrow \Phi(z) = -M_0 R \int_{S'=R} d^2 z' d\varphi' \frac{\sin \varphi}{|r - r'|}$

Нас интересует in. plane components of $\vec{H}_2(z)$: H_2^y и H_2^x

Т.к. групп. по $\frac{\partial}{\partial z}$ не надо (H_2^z не интересует), то $\langle \dots \rangle_z$

$$\Phi(z, \varphi) = -M_0 R \frac{1}{L} \int_0^L dz' \int_0^L d\varphi' \frac{\sin \varphi'}{|r - r'|}$$

$$I = \int dz dz' \frac{1}{|r - r'|} = \int_0^L dz \int_0^L dz' \frac{1}{\sqrt{a^2 + (z - z')^2}} = \int_0^L dz \int_{-z}^{L-z} du \frac{1}{\sqrt{a^2 + u^2}} =$$

$$= \int_0^L dz \left[\text{Arsh} \frac{u}{a} \right]_{-z}^{L-z} = \int_0^L dz \left[\text{Arsh} \frac{L-z}{a} - \text{Arsh} \frac{-z}{a} \right] = \int_0^L dz \left[\text{Arsh} \frac{L-z}{a} + \text{Arsh} \frac{z}{a} \right] =$$

$$= \int_0^L dz \text{Arsh} \frac{z}{a} + \int_0^L dz \text{Arsh} \frac{L-z}{a} = \int_0^L dz \text{Arsh} \frac{z}{a} - \int_0^0 du \text{Arsh} \frac{u}{a} =$$

$$= \int_0^L dz \text{Arsh} \frac{z}{a} + \int_0^L du \text{Arsh} \frac{u}{a} = 2 \int_0^L dz \text{Arsh} \frac{z}{a} = 2 \left[z \text{Arsh} \frac{z}{a} - \sqrt{z^2 + a^2} \right]_0^L =$$

$$= 2 \left[L \text{Arsh} \frac{L}{a} - \sqrt{L^2 + a^2} + |a| \right]$$

$$\Phi(z, \varphi) = -M_0 R \frac{2}{L} \int_0^L dz' \sin \varphi' \left[L \text{Arsh} \frac{L}{a} - \sqrt{L^2 + a^2} + |a| \right], |a|^2 = (\vec{r} - \vec{r}')^2$$

$$a^2 = (\vec{r} - \vec{r}')^2 = r^2 + R^2 - 2Rr \cos(\varphi - \varphi'), \text{Arsh}(x) = \ln(x + \sqrt{x^2 + 1}) \sim \ln 2x \text{ as } x \rightarrow \infty$$

Notes

$$\phi(r, \varphi) = -\frac{\partial}{\partial y} \Phi(r, \varphi) = M_s \frac{2R}{l} \int_0^l d\varphi' \sin \varphi' \frac{\partial}{\partial a} \left[L A \operatorname{rsh} \frac{L}{a} + a - \sqrt{a^2 + L^2} \right] \frac{\partial a}{\partial y}$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{da} [\dots] &= L \frac{1}{\sqrt{1+\frac{L^2}{a^2}}} \left(-\frac{L}{a^2} \right) + 1 - \frac{1}{2\sqrt{a^2+L^2}} \quad 2a = -\frac{L^2}{a} \frac{1}{\sqrt{a^2+L^2}} + 1 - \frac{a}{\sqrt{a^2+L^2}} = \\ &= \frac{1}{a\sqrt{a^2+L^2}} \left[-L^2 + a\sqrt{a^2+L^2} - a^2 \right] = \frac{1}{a} \left[a - \sqrt{a^2+L^2} \right] \end{aligned}$$

$$\frac{\partial a}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2} = \frac{1}{2\sqrt{\dots}} 2(y-y') = \frac{(y-y')}{a}, \quad y' = R,$$

$$H_d^y(p, \varphi) = M_s \frac{2R}{L} \int_0^{2\pi} d\varphi' \sin \varphi' \frac{1}{a} [a - \sqrt{a^2 + L^2}] \frac{(y-y')}{a}, \quad \begin{matrix} y = p \sin \varphi \\ y' = p' \sin \varphi' \end{matrix}$$

$$H_y^I(p, \varphi) = \left(M_s \frac{2R}{L}\right) \int_0^{2\pi} d\varphi' \sin\varphi' \frac{[a - \sqrt{a^2 + L^2}]}{a^2} (p \sin\varphi - p' \sin\varphi')$$

$$a^2 = p^2 + R^2 - 2Rp \cos(\varphi - \varphi') \rightarrow 1 + p^2 - 2p \cos(\varphi - \varphi') \text{ w/um } p/R \rightarrow p.$$

На поверхности $H_d^y(\rho=0, \varphi) = (-4\pi M_s) I_0(\beta, \rho=0) = (-4\pi M_s) \frac{\beta}{4}$ при $\beta \ll 1$.

$$\left(-\frac{1}{4\pi m_s}\right) H_d^y(p, \varphi) = \frac{1}{2\pi\beta} \int_0^{2\pi} d\varphi' \frac{[a - \sqrt{a^2 + \beta^2}]}{a^2} \sin\varphi' (p \sin\varphi - \sin\varphi')$$

$\left(-\frac{1}{4\pi m_3}\right) H_d^y(p, e)$ no e glicobulinas ualec neprog π u max $n/\mu\varphi = \frac{1}{2}$

t.e. $I_0(\rho) > 0$. $h_d^y = \left(-\frac{1}{\sin \theta_y}\right) H_d^y$, $h_d^y(\rho, \varphi) = I_0(\rho) + I_2(\rho) \cos 2\varphi$

$$h_y^y(p, 0) = I_0(p) + I_2(p) \rightarrow \min, \quad h_y^y(p, \pi/2) = I_0(p) - I_2(p) \rightarrow \max$$

т.е. $I_0(p) > 0$, $I_2(p) \leq 0$ $\forall p$ как я и описал 24/VI.

Важно подчеркнуть симметричность при $\rho \rightarrow 1-0$.

U paros reys $J_0(t_p), J_2(t_p), J_4(t_p), \dots$ abno xgane no xarnace.

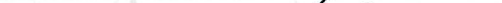
$$H_d^y(p, \varphi) \stackrel{0}{\sim} \frac{1}{4\pi M_s} H_d^y(p, \pi/2) = I_0(p) - I_2(p) \parallel \vec{M}_0$$

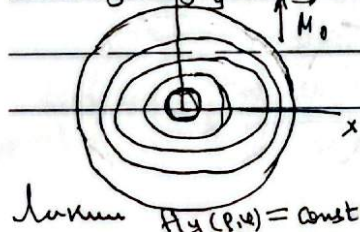
$$(\cdot) \mu_d^y(p, \pi(u)) = I_0(p)$$

$$(\cdot) H_d^u(p, 0) = I_0(p) + I_2(p), \quad I_0(p) > I_2$$

$$I_y(\rho, \varphi) = I_0(\rho) + I_2(\rho) \cos 2\varphi$$

$$I_0(p) = h_y(p, \pi/4), \quad I_2(p) = \frac{1}{2} [h_y(p, 0) - h_y(p, \pi/2)]$$


 Hago znano: $\arg(\rho) = \text{const}$, $I_0 + I_2 \cos 2\varphi = C$, $\cos 2\varphi = \frac{C - I_0(P)}{I_2(P)}$



known $H_2(p, v) = \text{const}$

Сумма Γ не завис. от α (см. 29/VI):

$$\begin{array}{lll} I_0(0) = 3 \cdot 10^{-3}; & I_0(0.5) = 4 \cdot 10^{-3}; & I_0(0.95) = 0.024 \\ I_2(0) = 0 & I_2(0.5) = -4 \cdot 10^{-4}; & I_2(0.95) = -0.01 \end{array}$$

$$I_2(0) = 0 \quad ; \quad I_2(0.5) = -4 \cdot 10^{-4} \quad ; \quad I_2(0.95) = -0.01$$

Date

Notes

26/VII

Восстановление памяти на  (Abe-JAP'74 и др.)

где есть axial symmetry of $\vec{M}_0, \vec{H}$ и можно рассмотреть k_y компоненты $\vec{k} \parallel \vec{p}$ и $\vec{k} \perp \vec{M}_0$, где cylinder in-plane magnetized cylinder  axial sym. на рисунке и $\vec{M}_0 \parallel \vec{y}$ и exclusion возмущения

SW (см. 26/VI) когда носовая компонента $\parallel \vec{M}_0$.

Важно надо рассм. k_x - только, т.е. DE cylinder $\vec{k} \perp \vec{M}_0$ и оба в плоскости

Note: 4 vortexa имеют axial symmetry, но там $\vec{M}_0(r)$ и нет $M_0 = \text{const}$ поэтому $\omega(k)$ где ∞ - не имеет.

Одновременно и (1) от 25/VI, т.е. найдем $k(r)$ из условия ∞ - не имеет

где $k \rightarrow H_i(r)$.

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Вамп.-Сн. : } \frac{\omega_n^2}{\omega_M^2} = \left[\frac{\omega_{H_i}}{\omega_M} + f(xL) \frac{k_x^2}{x^2} \right] \left[\frac{\omega_{H_i}}{\omega_M} + 1 - f(xL) \right], \quad x^2 = k_x^2 + k_y^2 \quad (M_0 \parallel y) \\ \text{DE (} k_x = x \text{ только } M_0 \parallel y) : \frac{\omega^2}{\omega_M^2} = \frac{\omega_H}{\omega_M} \left[\frac{\omega_H}{\omega_M} + 1 \right] + \frac{1}{4} [1 - e^{-2xL}] \end{array} \right., \quad x = k_x$$

то где ∞ - не имеет (в плоскости)

$$\text{Упр } xL \ll 1, \text{ DE } \frac{\omega_{DE}^2}{\omega_M^2} = \left(\frac{\omega_H}{\omega_M} \right)^2 + \frac{1}{2} (xL), \quad \omega_H^2 = \omega_H (\omega_H + \omega_M).$$

$$\text{Вамп.-Сн. (} k_x = x) : \frac{\omega^2}{\omega_M^2} = \left[\frac{\omega_H}{\omega_M} + f(xL) \right] \left[\frac{\omega_H}{\omega_M} + 1 - f(xL) \right] =$$

$$= \left| f(x) = \frac{1}{2} x \right| = \left[\frac{\omega_H}{\omega_M} + \frac{1}{2} xL \right] \left[\frac{\omega_H}{\omega_M} + 1 - \frac{1}{2} xL \right] = \frac{\omega_H^2}{\omega_M^2} + \frac{1}{2} (xL) - \text{сблн. с DE } \text{Столбцово } (xL)^2.$$

Важно что  в первом приближении надо использовать DE и не забывать что в плоскости ($\vec{k} \perp \vec{M}_0$), а не Eq. (8) из нашей

JAP'00, где $x_{mn} = d_{mn}/R$ и $J_m(x_{mn}R) \rightarrow x_{mn}$ - радиальный wave number (вектор).

$$\text{Т.е. } \frac{\omega^2}{\omega_M^2} = \frac{\omega_H^2}{\omega_M^2} + \frac{1}{2} k_x L, \quad k_x(p, \varphi) = \frac{2}{p} \frac{\omega^2 - \omega_H (\omega_H + \omega_M)}{\omega_M^2}$$

$$\text{Знач } H_i = H_i(p, \varphi) = H + H_d^y(p, \varphi)$$

Тогда SW чис. упр $k_x(p, \varphi) > 0$, тран. поверхность $k_x(p, \varphi) = 0$ есть

$$\omega^2 = \omega_H (\omega_H + \omega_M), \quad \omega^2 = H_i (H_i + 4\pi M_s), \quad H_i = \sqrt{(2\pi M_s)^2 - \omega^2} - 2\pi M_s,$$

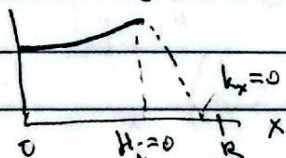
Важно, что также $H_i^2 < 0$, а $\omega_H^2 < 0$ значит что SW

$$\text{Т.е. можно считать } \omega^2 > \omega_H^2(H_i), \quad k_x(x)$$

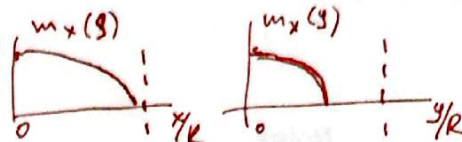
$$H_d^y(0, \varphi) = (-4\pi M_s) \cdot 3.3 \cdot 10^{-3} \approx -33 \text{ Oe}$$

$\rightarrow H_d^y(r)$ слабо зависит от x , но сильнее от y ,

как в первом, где,



Axial symmetry of $m_x(\vec{r})$



Date

Notes

Ho ecm $H_d^y(r)$ curves zaburaz or "y" nago Boguro k_y .

u crmno $k_x \approx \text{const}$ or x .

$$\vec{x} = (k_x, k_y), \quad x_L \ll 1, \quad x^2 = k_x^2 + k_y^2 \approx x_{\text{min}}, \quad k_x, k_y \text{ of eq. R.}$$

$$\left(\frac{\omega}{\omega_M}\right)^2 = \left[\frac{\omega_{H_i}}{\omega_M} + \frac{1}{2} L \frac{k_x^2}{x} \right] \left[\frac{\omega_{H_i}}{\omega_M} + 1 - \frac{1}{2} x_L \right], \quad \text{pamne or } k_y \text{ nonym (ca. } 1/12)$$

$$k_y^2(y) = \frac{1}{4} \beta^2 k_x^4 \left[\frac{\omega_M (\omega_M + \omega_{H_i})}{\omega^2 - \omega_{H_i}^2} \right]^2 - k_x^2, \quad \text{zhe crmno } k_x \approx \text{const} \quad (\text{no } k_x = 0 \text{ naga})$$

T.e. pacm. nomaunzamo xomno Hoy H₀? $\omega_{H_i}^2 = H_i (H_i + 4\pi M_s)$

Kase bz es k_x ? $k = \pi/w$ or no que rectan. elements.

29/VII FePt - $K_1(T)$. FePt

Pasa rag carrei c Wu no FePt u orop lms. na dymzme rcm.

Ducymne c Ducem no nology $K_1(T)$, $K_2(T)$ que konemox S.

→ Pacmoxe bume K_2 na zepz. dappz u zakon by Sharrock. K_2 nomer dms bamei que FePt u CoFePt media.

30/VII. Anany casei no thermal stability $H_c(t)$ u by Miller no $K_{1,2}(T)$ ocmobabamox napemzpmox by Callen-Callen - $p = e^{X S_2}$.

• Hamceme paper no $K_1(T)$ - FePt c Wu u Chantrell.

(goabame $K_1(T)$ and background, Introduction u Conclusion, Ref. list).

• Cennap by Shatto (MINT, Alabama) on $H=0$ magnetic viscosity.

• Hamceme orrea.

Vortex TM

31/VII. Zeme mcmna Grawell'a (obapymu vortex translation mode by time-resolved Kerr m.) u orber emy. Vpemyom cozymzmebo u nomu cben papers PRB-vortexdyn. u JMMM.

• Re-submitted SW-wires paper to PRB-Rapids.

Zeme papers no FePt u thermal stability.

• Odyzgan c Ratwari bameame $H_d^y(p, \varphi)$ ⊕. Yomom emy pomygy que $a(p, \varphi)$, a xam $\sqrt{h(\cdot)}$ u pomyom.

Date Notes

1/VIII Nonpolarized experiments (Kerr, time resolved FMR) of Prof. Growell from Minneapolis on translation mode of vortex excitations in oxide JAP'02, 91, 8037.

Parameters: numerical major ($L = 60 \text{ nm}$, FeNi ?)

- 1) $f_1 = 0.1 \text{ GHz}$, $2R = 2 \mu\text{m}$, $\beta = 0.06$, calc. $\frac{\omega_0}{2\pi} = 0.30 \text{ GHz}$
- 2) $f_1 = 0.4 \text{ GHz}$, $2R = 1 \mu\text{m}$, $\beta = 0.12$, calc. $\frac{\omega_0}{2\pi} = 0.56 \text{ GHz}$
- 3) $f_1 = 0.6 \text{ GHz}$ (0.8 GHz), $2R = 0.5 \mu\text{m}$, $\beta = 0.24$, calc. $\frac{\omega_0}{2\pi} = 1.02 \text{ GHz}$

16/VIII 2001. give quadratic (two vortex) model of the shifted vortex:

$$\omega_0 = \gamma M_s \left[8\pi F_1^V(\beta) - \left(\frac{R_0}{R}\right)^2 \right], \quad \text{full New-vortex model}$$

$$F_1^V(\beta) = \int_0^\infty \frac{dk}{k} f(\beta k) \left[\int_0^1 d\eta J_1(k\eta) \right]^2 - \text{Bourne, 29/VII 012.}$$

$$\left(\frac{\omega_0}{2\pi}\right) = \left(\frac{\gamma}{2\pi}\right) M_s \left[8\pi F_1^V(\beta) - \beta^2 \left(\frac{R_0}{L}\right)^2 \right], \quad \text{even FeNi, so } \frac{\gamma}{2\pi} = 2.95 \frac{\text{GHz}}{\text{kOe}}, M_s = 800 \text{ G}, R_0 = 18 \text{ nm}$$

→ Bourne, 200 $\left(\frac{\omega_0}{2\pi}\right)$ transl. mode calculated ≈ 8.15 para Bourne exp. $\frac{\omega_0}{2\pi} = f$ if vortex core size decreases β (major $R = 500 \text{ nm}$ & 250 nm) β increases $\beta = 0.06$ ($R = 1000 \text{ nm}$). Bourne β goes $\propto R = 1 \mu\text{m}$ vortex size core increases.

В эксперименте Growell no Kerr-wires gave $M_s = 700 \text{ G}$, γ measured in Chromium nitride - (Bourne of $\text{Fe}_{19}\text{Ni}_{81}$)

Найдем $\omega_0 \propto M_s = 700 \text{ Oe}$ gives: $\frac{\omega_0}{2\pi} = 0.26; 0.49; 0.89 \text{ GHz}$
 $\beta = 0.06; 0.12; 0.24$

200 γ measured $\propto$ experimental, γ give

major $f_1 = 0.1 \text{ GHz}$; $f_2 = 0.4 \text{ GHz}$ & $f_3 = 0.6 (0.8) \text{ GHz}$
 $\beta = 0.06$ $\beta = 0.12$ $\beta = 0.24$

Aspect ratio, $\beta = L/R$	0.06	0.12	0.24	$\gamma = 2.95 \frac{\text{GHz}}{\text{kOe}}, M_s = 700 \text{ G}$
Growell f , MHz	0.1	0.4	0.6 (0.8)	
Two-vortex $\frac{\omega_0}{2\pi}$ - calc. model	0.26	0.49	0.89	

→ Even gives, 200 exp. mode of TM-Kerr measurements $\pm 0.1 \text{ GHz}$, so compare $\propto$ two-vortex surface charges free model (JAP'02) Bourne reference. Topazgo agrees, γ is rigid v. model.

• Работа над составом FePt - $K_1(T) \propto W_u$. Визуализация, а также.

Notes

Писать S. Tamar об их Квор-измерениях, которые
 Hres 50x50m измерения. Иргунрегун, то намно Тусо
 reap. paper, сам к 2/18 у меня не будет corrected и new Hres
 • Vzb. то MMM-Tampa Abstracts по SW-test. el (Ch, Glass,
 u Red / Gyl. elements" (Craw, Co., Patwari) и минер, а SW-Chain (Cous.) не минер
 Компровање Кв. терм. маневрзума" Тэдмкова
 Визит (неггер.) с Лорси к Оперу по новому Driver License

→ (I) Говорю (go 15 Aug.) инициатору Pitts Conf. говорить:

- 1) Vortex Dynamics Theory (говорю с Ф)
- 2) FePt-Mn-twin (que гов. Over) - Eq. / Comments to Word file - Abstract
- 3) S.D. → Vortex неперог (que гов. Werner's)

(II) Перепроверяю Vortex-Dyn-Theory paper и Vortex-Static paper
 со Werner's и Baei (нака ом в Pittsburgh'e). Why this Werner
 H (C.P. 0) - vortex
 H (C.P. 0) - vortex

→ (III) Намечаю MMM-Conf. paper с Crawford-Covington-Patwari,
 go 1 centr., que zero говорю SW-cylinder paper Hres.

(IV) Говорю брваг & MMM-Conf. paper с Duncan's и Roy (go 4/18).
 (не будет сдано)

He Group (не сдано)
 (V) Речью говорю SW Crawford-Patwari → неоген JAP'00,
 quationing machine N x N на $J_m(xp) e^{im\phi}$ - с Ф

→ (VI) Говорю на Орхид Albuquerque - PRL Comment.

→ (VII) Говорю с Andreas, о неоген HAMR.

(VIII) Намечаю correl. function $\langle m_y(t) m_y(t+\tau) \rangle$ que обнови
 попул damping d, d2 с грабу. с Duncan's paper.

→ (IX) Говорю Gubbiotti, пропаву уранову.

Date Notes

5/VIII • Review na Pitts. Conf. u mnebo to Growell (vortex dyn.)

• Becega e M. Patwari o burmas. gen. none umungpa e in-plane magnetization u mnan Florida. MMM paper (2 exp. + 1 theory)

• Becega e Oksanen u Ray o qumax yzeca damping b YD-M u o sou. Name umno qumax yzeca heads refreor zkenepmen + sou. Dufegeme (...) u zprognos. LLG-damping beger u refreor camoxapocci u/na zprognos?

→ • Ray uzaga normaco que uzenera csep:

1) nobexn. SW noxi

2) cupri H₂ + oxi uzenera, H₂ oxi

u kanamu me o pacere SW blyxci. znenase (rectangular) que u/rorener noise in heads.

6/VIII • Discussion Vortex transl. mode experiment (Growell) with Ray.

Ray uzaga took a surprise (after Pitts. Conf.) referencence na omame mag. noise in GMR heads and damping $\gamma(\omega)$. Program HMR

M. noise • Discussion meroga uzefemni m. noise e Paul van der Heijden, Ray and Oksana. On refreor spectral density $|m(\omega)|^2$ b konoce racor $\omega_0 \pm \Delta\omega$ bomeu ω_0 , konofal nemerac. Tornee $|V(\omega)|^2$ - voltage PD.

• Zoa zrubabemno uzefemni (omame e nomamow) koppen. qumamu $K(\omega) = \int dt e^{i\omega t} \langle V(t)V(0) \rangle$ racor que camoxap. u/roreca $V(t)$ (T. na Bomep - Xumama) u/rorener na Bomemerac que LLG-damping, to bomeu. que Sajonov-Bertram damping.

Bum e A. y bpara na neg. camoxe, u/rorener noxi na Driver's License Applications.

• Torobu u/rorener o twin-RPT que gomego Oera na Pitts. Conf.

7/VIII • Becega figs to Vortex-Dynamics paper e Werner'sm. Dufegeme - Werner negabux cacei na Vortex Dynamics/States (u proofs) (Growell, Stozmann, Hertel, Plebnerque etc.)

• Noxirorebu que gomego Oera na FePt - Pitts. Conf. 3 slides o twins in spherical particle (bomeu noxirore que pagomax pagomax racor u M_r que cacei u amono obmena racor twin) u noxi any.

• Thome Angere u Cepre na voloxy SW - stripes paper (Rapidly un- Brief?)

Date

Notes

8/VIII

• Упрощение Figs. с вернемом же "Vortex-Dynam." paper и выносом из текста (вынесен Introduction and Discussion)

• Дискуссия с Оксаной по поводу $|m_y(\omega)|^2$ берется из $m(\omega) = \int dt e^{i\omega t} m(t)$ и из $K(t, \tau) \Rightarrow \int_{\tau_1}^{\tau_2} dt_1 \int_{\tau_1}^{\tau_2} dt_2 \langle m_y(t_1) m_y(t_2) \rangle e^{i\omega(t_1 - t_2)} = K(\omega)$ не совпадают при $\tau_1 = \tau_2$. Вспомогательное $\langle m_y(t_1) m_y(t_2) \rangle$ омина.

• Условно в PRB о совмещении с Brief статьи SW-stripes paper.

9/VIII

• Написание "Vortex-Dynam. Theory" paper.

• Встреча с Оксаной по поводу Modeling - отчета перед Kryder'ом.

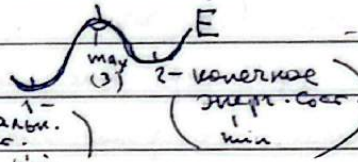
• Доклад Оксаны по проблеме термодинамики в системе взаимодействующих зерен.

энерг. спектра $\Delta E_{1,2}$ и

частоты колебаний — f_1, f_2 (характер. част.) (характер. част.) — берется min-1

и берется max E-3 (внутреннее взаимодействие системы переходит через "saddle" point - отсюда минимизация энергии берется max-3).

$\Delta E_{1,2}, f_1, f_2$ описывают термодинамику.



• Discussion с Andreas (и позже с Оксаной) возможности зависимости от местной A от температуры T.

Зависит от температуры $E_{ex} = \chi \left(\frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \right)^2 \sim M_s^2(T)$

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 режиме (RPA) $E_{ex} = D k^2$, $D \sim S_T \sim M_s(T)$, т.е. $E_{ex} \sim M_s(T)$.

Т.е. A не зависит от T, microwave A $\sim M_s^2(T)$, SW-механизм D $\sim M_s(T)$.

5-7 PM вкл. переполнен с оксаной 8-11 PM - один у нас дома (онс. с оксаной, дождь с оксаной).

10/VIII

Оформление гонимого же семинара - 13/VIII отчета по Modeling перед Kryder.

Редактирование и оформление "Vortex-Dyn. Theory" paper.

A diagram of a toroid (a donut-shaped coil) with current flowing in a clockwise direction when viewed from the top. The current enters from the top and flows clockwise around the central hole.

- Временные Гатч.
гип. нудя

$$12/\sqrt{111}$$

Всплывае к маринован. когда SW наг vortex ground

State, "Carver. none (gun.) as vertex $\tilde{M}_0(p)$ - pac/regelemur.

16/III показано, что констр. $H_m^2(p) - H_m^2$ в в выс- и промежуток где $M_0(p)$ и $\mu p \rightarrow 0$

Buscamos valores que $p/r > 6$

um ganz $H_m^2(p) = \begin{cases} -4\pi M_2(p), & p \leq b \\ 0, & p > b \end{cases}$ w/ $p \ll 1$ "wir radius" T.e. um p herum $H_m^2(p) \approx 0$ für $p > b$

$H_m^2(p) = 0$ for "core" topology because $L/R \ll 1$

D. none $H_m^0[\sigma, M_{\text{max}}^0(p)] = 0$, a $\langle H_m^0(p, x) \rangle = 0$ - because

Т.е. можно рассмотреть $H_m^2(p, z=0, L)$ на $\varphi_{\max}$ газа

$H_m^S(p, L)$ сопоставлено в отображении η при $p \leq b$, $\text{выз} \eta_{m, \text{core}} =$

при $\beta \rightarrow 0$ $H_m^3(p, L) = 0$ вне "core". Идентифицируется $\vec{M}_0(p)$ - vortex Usawa.

→ I.e. $\vec{H}_m(p) \approx 0$ b/c "core" is w/ $p \ll 1$.

и пока мы делаем гурман. Нам нужно сделать $m(p)$ изменений за $O(n)$ гурман. гурман, как в SW-stripes и Moll гурман. Делаем M и n $K_{int} \approx 0!$

$$\vec{m}(p=0) = 0 \rightarrow \text{"Сфера" не колеблется (по предположению)}$$

$\vec{m}(p=R) \approx 0$, т.е. $m_p(R) \approx 0$ — значит мин. поверхн. энер. запаса
 (на поверхн. $p=R$)

написано Werner'a координаты $H_m^Z(p, z)$, $H_m^P(p, z)$, используя более раннее Vortex - $\vec{M}_0(p)$, тем ansatz Ксера, который использован в,

Следовательно $29/1$ хранилищем $\approx C\Phi$ если $\mu_n = C J_1 (1_{k_{0n}} f)$, и

über $(\beta \frac{1}{\alpha})^2 \cong f(k_{\alpha} L) = f(\beta k_{\alpha} R) = f(\beta k_{\alpha})$ aus $R=1$.

Проблема — неинт. кан. — неясно, тогда как при решении инт. ур.

$$\left(\frac{\omega}{\omega_m}\right)^2 \mu(p) = \int_0^1 ds' G(p, s') \mu(p'), \quad G(p, s') = \int dk k f(k) J_1(kp) J_1(kp')$$

как 13/II, 14/III, набор как приведенная автоматически, т.к. находится
одно сам сф $\mu_n(p)$.

→ температура паруса ω_n из упр. 85 $14 \text{ III} \text{ c } \beta = 0.2, x_m = 1000$

при $N=300$ (такое значение верно) и $\mu_{\text{max}} \approx \frac{\mu_{\text{P(R)}}}{\mu_{\text{P(max)}}} = 0.32$ - pinning

$$\omega_1 = 16.09; \quad \omega_2 = 21.5; \quad \omega_3 = 41.78 \text{ GHz (?)}$$

$\frac{2\pi}{\lambda}$ $\frac{2\pi}{\lambda}$ $\frac{2\pi}{\lambda}$
 Про сценарии хвостов $\beta=0.2$ - пазуновачи от 14/III и хвост
 овраг. с микромат. целес by Новосад (APS-slide). Бланк овраг $N=200$

- Семейство $\rightarrow$ Вывод: 1) Если $N=250$ или $N=200$ где N — количество
 $M_n(p)$ и w_n из мут. гр. 2) если $gpp(p, p')$ надо представить иначе, не через p . бескон.

Date

Notes

Vortex m. eigenmodes profiles

13/VIII

Бернштейн и пацеры - пер. укр. языком от 14/III

где носители информации $\mu_0(p)$, $\mu_1(p)$ - CP режимы vortex dot
 $\omega_0(p)$ есть на APS-slide, но не совсем так $\omega_{1,2}(p)$ - см. 14/III

Болезнь $N=200$, $X_m=1000$ где явоченные пацеры,

1) $\beta=0.95$, константа $\omega_0/2\pi = 15.94$ GHz ($N=250$ gives 15.54)

(!) Die mag → Priority: ① Thermal noise (mag. noise) in CPP heads (read)

Diagram: 2) Angle assisted recording - write modeling of heads using two pulses

Modeling Meeting (Kryder)

3) Transport properties of Spin-polarized current (MLs)

4) micromag(?) modeling of heads incl. media and SUL
 (Dynamics < 1 ns, switching, damping)

5) Antifer head

6) FEM/BEM modeling of writer designs

7) Recording system model - Effects of interconnects

8) MR in quantum construction and new MR materials

Синдром пер. к релакс. и балансу by Rottmayer.

→ Б. Синдром балансу пер. by Gustafson and Weller case

Синдром пер. HAMR, $M(T)$, $K_1(T)$, $A(T)$, $\alpha(T)$ - кривые в виде члена
 Бразил и не в виде члена.

14-16/VIII ICFMP - Conf. at Seagate. Ученые говорили про

Vortex Dynamics. Ученые говорили про SW и $\vec{M}(\vec{r})$ на поверхности
 by Lindgard (возмущения c и m) и Morup.

Намечено сделать и paper по "Vortex-Dyn. Theory" with Morupad
 Пацеры со. μ_0 и $\mu_1(p)$ где vortex radial mode.

→ Говорят A. Torabi (modeling of switching)

19/VIII • Order P. Vargas a Letter to PRL - Editor no Kennedy Comment

• Рецензия на пер. MMM-dynamic paper with M. Patwardi.

→ Делается a Werner coordinate Hamur "Vortex" - papers:

01) Statics описываются к Центр. б JMM;

02) Dynamics описываются к Центр. б PRB.

Дин. поле (Werner) - $H^*(p)$ описано
 в $H^*(p)$, μ_1 описано в "Core".

Date _____

Notes

$$= \lim_{k \rightarrow \infty} J_1(k, x_n) \stackrel{?}{=} \frac{1}{k} \delta(k - x_n) \quad \text{torge}$$

$$\left(\frac{\omega_n}{\omega_m}\right)^2 = C_n^2 \int dk k f(\beta k) \mathcal{L}_1(k, x_n) \frac{1}{k} \delta(k - x_n) = C_n^2 \mathcal{L}_1(x_n, x_n) f(\beta x_n) =$$

$$= f(\beta x_n), \text{ тогда } \frac{1}{\rho^2} = \int_0^1 \rho J_1^2(x_n \rho) = J_1^2(x_n, x_n)$$

То сразу можно было заметить из н.ч. инт. гр.

$$\chi^4(p) = \left(\frac{1}{4\pi}\right) \int_0^1 p' p'' g_{pp}(p, p') \chi^4(p') \, , \quad \lambda = \left(\frac{\omega}{\omega_m}\right)^2 \, .$$

Radical
V. modes
frequencies

radial modes frequencies

$\alpha_n = \alpha_{1n} = 3.832$ $n=1$	7.016 $n=2$	10.173 $n=3$	...
$\beta=0.1$, $(\omega_n/\omega_m)^2 = f(\alpha_{1n}, \beta)$			
$\frac{\omega_m}{2\pi} = 31.9 \text{ GHz}$, $\frac{\omega_n}{2\pi}, \text{ GHz}$	13.13	16.92	19.47
$\omega_{mp} \beta = 0.1$ corresponds 14/111 units. $\frac{\omega_n}{2\pi}$	12.68	16.57	18.67

Видно, что Eq. $\left(\frac{\omega_n}{\omega_M}\right)^2 = f(\alpha \ln \beta)$ довольно точно дает и/или $\beta = 0.1$, точность повышается и/или $\beta < 0.1$.

Begem (cm. 13/II) $G(p, p') = \left(-\frac{1}{4\pi}\right) \cdot g_{pp}(p, p') = \int_0^\infty dk k f(pk) J_1(kp) J_1(kp')$

Vortex

Radial modes pinning

Tonga $\lambda^\mu(p) = \int_0^1 dp' p' G(p p') \lambda^\mu(p')$

Разноимен $\mu(p')$ в окрестности $p' \approx p$, т.к. $G(p, p')$ имеет резкий максимум $\mu = \mu'$

$$\mu(p') = \mu(p) + \mu'(p)(p'-p) + \frac{1}{2}\mu''(p)(p'-p)^2 + \dots = \sum_{j=0}^{\infty} \frac{\mu^{(j)}(p)}{j!} (p'-p)^j \quad p=p'$$

$$\lambda \mu(p) = \int d p' p' G(p p') \sum_j \frac{\mu_j(p)}{j!} (p' - p)^j \quad I_j(p) = \int d p' p' G(p p') (p' - p)^j$$

$$\lambda^\mu(p) = \sum_p \frac{I_1(p)}{i!} \mu^{(i)}(p) \quad - \text{gen. gr. как в SW-wizes papers.}$$

$$\lambda_{\mu}(p) = I_0(p) \mu(p) + I_1(p) \frac{\partial \mu(p)}{\partial p} + \dots$$

$$I_0(p) = \int_0^1 ds' s' G(p, s') = \int_0^1 ds' s' \int_0^\infty dk f(pk) J_1(kp) J_1(kp') dk$$

$$I_1(p) = \int_0^1 p' G(p p') (p' - p), \text{ на } n\text{-м месте } p=1 \text{ назовем } I_0(1), I_1(1).$$

$$[I_0(\lambda) - \lambda] \mu(p) + I_1(\lambda) \frac{\partial \mu(p)}{\partial p} = 0 \quad \text{gibn. a} \quad x J_1'(x) + d J_1(x) = 0 \quad - \text{yes, yes.}$$

$$\lim_{p \rightarrow \infty} \frac{\partial m}{\partial p} + d m(p) = 0 \quad (\text{cm. JAP '00}).$$

T.e. ef. pinning $d = \frac{I_0(x) - \lambda}{I_x(x)}$, $\lambda = f(\beta k_0)$. λ - some given constant value.

$$d(k_0) = \frac{I_0(x) - \lambda(k_0)}{I_1(x)} \cdot x J_1(x) + d(x) J_1(x) = 0$$



Date

Dyn. Vortex

Notes

Рассм. оснано-гун. "spiral" mode of vortex $\mu_p \neq 0$

21-22/VIII Hamekane & Werner paper no Vortex - Dynamics Th.

Вопросы и возможные вопросы Figs., возможные Figs no eigenmodes $\mu(p)$ и $\omega(p)$, general Introduction & Discussion.

23/VIII Осынгенне Vortex - Dyn. paper & Roy & Werner

→ Осынгенне болжолонгон үлгөсө damping & MC calcs by Sonali (Roy, Adnan, Sonali). Magnon-phonon interaction как основа damping, мугаары ийрөөк. экинчи же ошол эле башкаларга с. phonon, катары ушундай $\omega_{\text{acoustic}} \sim 10^{12}$ GHz но градиент с. магнону $\sim 10^9 - 10^{10}$ GHz

Чыгаруу, 2-о. 1) damping забават от взаимодействия;

2) RE үлгүсү (уну 3d с. ферр. магнетон) и two-magnon scattering на границах абстракция даана эр. каналам damping. Spin-phonon coupling.

→ Преды поворот H_d^{int} of dot chain елиг жог ушундай H_k^L , 2-о ушундай эр. $4\pi M_s$.

Vortex → Ошол эле vortex "расчет" же exp. Patwari

→ Jern. Crawford - Patwari.



MMM-paper.

Ушундай, жогор FeNi , $4\pi M_s = 10500$ oe, $2R = 15 \mu\text{m}$, $L = 100$ nm.

$\beta = \frac{100 \text{ nm}}{\frac{1}{2} \cdot 5 \mu\text{m}} = \frac{2 \cdot 100 \text{ nm}}{5000 \text{ nm}} = 0.04$.
 ω_{acoustic} of the first radial vortex мого $\omega_0 = \omega_M (f(\beta \alpha_1))^{1/2}$

$$\frac{\omega_M}{2\pi} = \left(\frac{8}{3\pi} \right) \cdot 4\pi M_s = 2.95 \frac{\text{GHz}}{\text{10,5 koe}} = 31.0 \text{ GHz}$$

$$f_0 = \left(\frac{\omega_M}{2\pi} \right) \cdot [f(\beta \alpha_1)]^{1/2} = \left[\alpha_1 = 3.832 \right. \left. \left. \begin{array}{l} \text{from } \text{nonzero } J_2(x) = 0 \end{array} \right] = 8.4 \text{ GHz} \text{ үшүн } \beta = 0.04$$

Торго как $f_{\text{exp}} = (15 \text{ GHz}^2)^{1/2} = 3.9 \text{ GHz}$ жана мугаары.

T.e. exp. расчёт үшүн $H \rightarrow 0$ 3.9 GHz же мого даана ошол эле 1-а radial Vortex mode мугаары strong pinning.

Same pinning res (free boundary conditions), so үшүн $\alpha_1 = 1.841$ мугаары $f_0 = 31 \text{ GHz} [f(0.04 \cdot 1.841)]^{1/2} = 5.9 \text{ GHz}$.

T.e. $f_{\text{exp}}(H \rightarrow 0) = 3.9 \text{ GHz}$ үшүн канан pinning же мого даана ошол эле как vortex 1-а radial mode.

Аналогично: vortex - мого localized at $p = R$ как 6 Aug. - PRB'02

$$\left(\frac{\omega_s}{\omega_M} \right)^2 = I_s(\beta) - \text{см. 22/1,}$$

$$I_s(0.04) = 0.034, \quad \frac{\omega_s}{2\pi} = f_s = 31 \text{ GHz} \cdot \sqrt{0.034} = 5.7 \text{ GHz} - \text{симуляция үшүн, } f_{\text{exp}} = 3.9 \text{ GHz.}$$

Notes

26/VIII С А. в школу. Ремонт/проверка машины.

Написание реферата - МММ по mag. elements dynamics (you know  универсально и намеренно в  - раскраска H₂ Patavari).

Vortex dynamics

В выражении $\mu_p(\varphi) = \mu(\varphi)$ vortex'a с $21/\sqrt{11}$ прогона $g_{pp}(\varphi, \varphi')$ эппо.
можно remark что $\nu/\mu \sin \theta(\varphi) \neq \pi/2$, φ — "core".

Но $g_{pp}(p, p')$ аналогично при $p = p'$, то равенство имеет место.
Numerical Recipes in C:

$$\int_0^1 dp' G(p, p') \mu(p') = \int_0^1 dp' G(p, p') \underbrace{[\mu(p') - \mu(p)]}_{\text{zeroth order corr.}} + \mu(p) \int_0^1 dp' G(p, p')$$

$$\begin{aligned} -u I_s(p) &= \int_0^1 d\beta' G(\beta\beta') = \int_0^\infty d\beta' \beta' g_{\beta\beta'}(\beta\beta') = -4\pi \int_0^\infty d\beta' \beta' \int dk k f(\beta k) J_1(k\beta) J_1(k\beta') = \\ &= -4\pi \int_0^\infty dk k f(\beta k) J_1(k\beta) \left[\int_0^1 d\beta' \beta' J_1(k\beta') \right] = -4\pi I_s(\beta) \end{aligned}$$

$$\lambda \mu(p) = \left(\frac{\omega}{\omega_m} \right)^2 \mu(p) = -\frac{1}{4\pi} \int_0^1 ds' s' g(ss') [\mu(s') - \mu(p)] + \mu(p) \int_0^1 ds' s' g(ss') =$$

$$= -\frac{1}{4\pi} \int_0^1 ds' s' g(ss') \cdot [\mu(s') - \mu(p)] + I_s(p) \mu(p)$$

Усреднение по ω $\int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{\omega} \left(\frac{\omega}{\omega_m} \right)^2 = I_2(\beta) - \text{Засосы поверх. моды } 21/1$
 $\text{с } \rho = 1.$

$$\lambda \mu(p) = \int d\hat{p}' \hat{G}(p, \hat{p}') [\mu(p') - \mu(p)] + I_s \mu(p), \quad \text{gouvernanzans}$$

$$\mu(p_i) = \mu_i, \quad G(p_i, p_j) = G_{ij}, \quad \text{симметричность}$$

$$\Delta \mu_i = \sum_{j=1}^N G_{ij} [\mu_j - \mu_i] + I_i \mu_i$$

тут $c_i = j$ не дает блага
в [...] сам человек, чужой.

уравн $i=j=2$:
$$\begin{aligned} \lambda \mu_1 &= G_{12} [\mu_2 - \mu_1] + I_1 \mu_1 \\ \lambda \mu_2 &= G_{21} [\mu_1 - \mu_2] + I_2 \mu_2 \end{aligned} \Rightarrow \begin{pmatrix} I_1 - G_{12} - \lambda & G_{12} \\ G_{21} & I_2 - G_{21} - \lambda \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mu_1 \\ \mu_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

Tonga van coang. yp. $\vec{\lambda} = \vec{G} \vec{\mu}$ or $\begin{pmatrix} G_{11} - \lambda & G_{12} \\ G_{21} & G_{22} - \lambda \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mu_1 \\ \mu_2 \end{pmatrix} = 0$

$$\lambda \mu_i = \sum_{j \neq i} G_{ij} [\mu_j - \mu_i] + I_{si} \mu_i = \sum_{j \neq i} G_{ij} \mu_j - \mu_i \sum_{j \neq i} G_{ij} + I_{si} \mu_i$$

$$\sum_{j \neq i} G_{ij} \mu_j + [I_{si} - \sum_{j \neq i} G_{ij} - \lambda] \mu_i = 0$$

Составим $\lambda \mu_i = \sum_j G_{ij} \mu_j$ или $\sum_{j \neq i} G_{ij} \mu_j + (G_{ii} - \lambda) \mu_i = 0$

Грабуемые ток гбыр попу нмазубае. То ному ренае саяг. Загачу, то
с еф-Г, уе $G_{ii}^{ef} = \sum_{j \neq i} G_{ij} + I_{si}$, $G_{ij}^{ef} = G_{ij}$ ($i \neq j$), $I_{si} = I_s(p_i, \beta)$

$$G^{ef} \vec{\mu} = \lambda \vec{\mu}$$

Date

Notes

$$(G^{ef})_{ij} = G^{ef}_{ii} \delta_{ij} + G^{ef}_{ij} = \left[I_{si} - \sum_{k \neq i} G_{ik} \right] \delta_{ij} + G_{ij}$$

Итого у нас есть квадратич. коэр. $\int f(x) dx = \sum_k A_k f(x_k)$

$$\lambda \mu_i = \sum_j G_{ij} A_j [\mu_j - \mu_i] + I_{si} \mu_i, \quad G_{ij} A_j = \tilde{G}_{ij} - \text{такая замена.}$$

Но G_{ij} - несимметричные симметричные по "ij", а $\tilde{G}_{ij}$ по определению не симметричные, это того симметричные.

$$\lambda (\mu_i A_i^{1/2}) = \sum_{j \neq i} A_i^{1/2} G_{ij} A_j^{1/2} A_j^{1/2} [\mu_j - \mu_i] + I_{si} (A_i^{1/2} \mu_i), \quad \psi_i = \mu_i A_i^{1/2}$$

$$\lambda \psi_i = \sum_{j \neq i} (A_i^{1/2} G_{ij} A_j^{1/2}) \psi_j + I_{si} \psi_i - \mu_i A_i^{1/2} \sum_{j \neq i} G_{ij} A_j, \quad K_{ij} = A_i^{1/2} G_{ij} A_j^{1/2}$$

$$\lambda \psi_i = \sum_{j \neq i} K_{ij} \psi_j + I_{si} \psi_i - \psi_i \sum_{j \neq i} G_{ij} A_j$$

$$\lambda \psi_i = \sum_{(j \neq i)} K_{ij} \psi_j + I_{si} \psi_i - \psi_i \sum_{(k \neq i)} G_{ik} A_k, \quad G_{ik} A_k = A_i^{-1/2} (A_i^{1/2} G_{ik} A_k^{1/2}) A_k^{1/2} = K_{ik} (A_k/A_i)^{1/2}$$

$$\sum_{(j \neq i)} K_{ij} \psi_j + \left[I_{si} - \sum_{(k \neq i)} K_{ik} (A_k/A_i)^{1/2} - \lambda \right] \psi_i = 0$$

$$\sum_j \left[K_{ij}^{ef} + (K_{ii}^{ef} - \lambda) \delta_{ij} \right] \psi_j = 0, \quad \hat{K}^{ef} \vec{\psi} = \lambda \vec{\psi} - \text{скал. форма}$$

$$\text{где } (K_{ij}^{ef})_{(j \neq i)} = K_{ij} \text{ и } K_{ii}^{ef} = I_{si} - \sum_{(k \neq i)} K_{ik} (A_k/A_i)^{1/2}$$

Если преобразовать квадратич. коэр. A_k , то можно свести формулу к виду, заданной на (3.4) с G^{ef} -матрицей, но теперь при $A_k \neq 1$ это G^{ef} - матрица и с $\vec{\psi}$ вместо $\vec{\mu}$.

В MCAD "Breath-Int-Eq.med" $(G_z)_{mn}$ это фактически $K_{ij} = A_i^{1/2} G_{ij} A_j^{1/2}$

→ Итог $(G_z)_{mn} = K_{mn}$ Надо рассмотреть K_{ij}^{ef} и получить сводящую формулу для симметричной матрицы $N \times N$.

○ Отметим, что K_{ij}^{ef} не включает в себя сумму. членов $K_{ii} \sim G_{ii}$.

→ Можно еще использовать (G) при (P, P') в координатном представлении, не разлагая по $J_m(kP)$. Это требует знания $(G_z)_{mn}$ значений.

$$I_s(P, P') = -\frac{1}{4\pi} \int dP' P' g_{PP'}(P, P') = \int dkk f(k) J_1(kP) \left[\int dP' P' J_1(kP') \right]$$

Note → Это можно еще симметризовать. $G(P, P') = P' g_{PP'}(P, P')$ по P, P' и ввести сводящую. $m(P) = \sqrt{P} \mu(P)$.

Date 27/VIII Notes

Упрощенная формула H_{mn} - и.д. элементов для rectangular
 $m_{mn}(x, y) = \cos(q_m x) \mu_n(y)$, $q_m = \frac{\pi m}{w}$, $\mu_n(y) = \cos(\frac{\pi n}{l} y)$ (16/VI)

Дан. $H_{mn} = \int d^2 \vec{p} m_{mn}^2(\vec{p}) N_{yy}(\vec{p}) \frac{1}{A_{mn}}$, $A_{mn} = \int d^2 \vec{p} m_{mn}^2(\vec{p})$
 (и $m_{mn} > 0$)

Един. $m_{mn}(x, y) = \cos(\frac{\pi m}{w} x) \cos(\frac{\pi n}{l} y)$ как в PRL-записке

то $A_{mn} = w l \epsilon_m \epsilon_n \frac{1}{4}$, $\epsilon_m = 1 + \delta_{m0}$. $m=1, \epsilon_m=1$

как в SW-NMN paper $H_{mn} = \frac{4}{(1+\delta_{m0})(1+\delta_{n0})} \frac{1}{w^2} \int dx dy m_{mn}^2(\vec{p}) N_{yy}(\vec{p})$ $A_{10} = w^2 \frac{1}{4} 1 \cdot 2 = \frac{1}{2} w^2$
 $A_{11} = w^2$, но n не отсчитывается (!).

Но если $\mu_n(y)$ имеет другую форму, в частности $\mu_n(y) = \cos(\frac{\pi n}{l} y)$ $\leftarrow y \neq 1$,

то нужно использовать более общее:

$H_{mn} = \frac{1}{A_{mn}} \int d^2 \vec{p} m_{mn}^2(\vec{p}) N_{yy}(\vec{p})$, $A_{mn}(y) = \int d^2 \vec{p} m_{mn}^2(\vec{p})$,

где $N_{yy}(\vec{p}) = (-\frac{1}{4\pi\mu_0}) H_d^y(\vec{p})$ - разма. фактор / нормирован. функцией $\frac{1}{M_0}$.

Vortex radial mode

Упр. уравнение $\lambda \mu(p) = -\frac{1}{4\pi} \int d^2 p' G(p, p') \mu(p')$, $\lambda = (\frac{\omega}{\omega_M})^2$.

Взаим. (см. 13/II) $G(p, p') = \sqrt{p p'} \left(-\frac{1}{4\pi} \right) G_{pp}(p, p') = \sqrt{p p'} \int dk k f(pk) J_1(kp) J_1(kp')$

Тогда $\lambda m(p) = \int d^2 p' G(p, p') m(p')$, $m(p) = \sqrt{p} \mu(p)$ и $G(p, p') = G(p', p)$ - сим. ядро

Умножив на 26/VIII надо учесть с этим упр. Умножение симметрично:

$\lambda m(p) = \int d^2 p' G(p, p') [m(p') - m(p)] + m(p) \int d^2 p' G(p, p')$

Нов. $I_s(p, p) = \int d^2 p' G(p, p') = \sqrt{p} \int d^2 p' \sqrt{p'} \int dk k f(pk) J_1(kp) J_1(kp') =$
 $= \sqrt{p} \int dk k f(pk) J_1(kp) \left[\int d^2 p' \sqrt{p'} J_1(kp') \right] = I_s(p) \leftarrow$

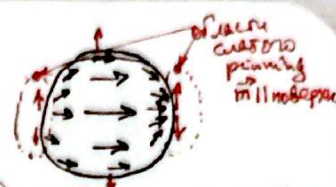
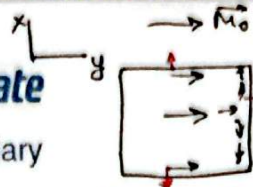
$\lambda m(p) = \int d^2 p' G(p, p') [m(p') - m(p)] + I_s(p) m(p)$ - основное уравнение для гистерезиса,

Оно отличается от аналога 26/VIII заменой $m(p) \leftarrow \mu(p)$ и новым выражением для $G(p, p')$ и $I_s(p)$. $G(p, p')$ - симметризовано как $G_2(x, y)$ в file "B-zath-Int-Eq.mcd"
 $G(p, p')$ и еще $G_2(x, y)$ в mcd-file.

Т.е. генерализовано от 26/VIII можно использовать с учетом:

$\psi_i = m_i \sqrt{A_i}$, $m_i = m(p_i)$ и $I_{s,i} = I_s(p_i)$ с новым $I_s(p)$. $M_i = \frac{1}{\sqrt{p_i}} m_i$.

 **Seagate**
Business Diary



Square: strong pinning $\forall x = \pm \frac{w}{2}$
almost strong $\forall y = \pm \frac{w}{2}$

Cylinder: cross-hair pinning
w/ $x=20, y=20$
Cylinder $x=20, y=20$

Notes

Summary of Head Department:

- 1) Mag. noise in Spin Valve Heads and CPP GMR heads (intern X)
- 2) Magn. dynamics of square and cylindrical elements (Patwari)

Вопрос Паркера: чем все-таки разнятся

$H(z)$ и $m(z)$ в интегралах и квадр.?

(показа неверную табл.
Нест для цилиндров)

M. noise in heads:

- a) $1/f$ и FMR noise уменьшается экранированием,
FMR-noise $\sim 5 \text{ GHz}$ определяется уровнем (тока) радиоволн
- б) в резонансных условиях FMR-noise мучит $\sim 4-5 \text{ GHz}$
- в) Mag. noise $\sim \chi$ (в неэкранир. состоянии), mag. noise $\sim \text{MR signal}$,
повышение уровня м. noise зависит от направления (+) c.c. current
(FMR noise) (noise?)

Vortex radial mode

Vortex

Das mechanische paare verteilte radiale mo

все контрольные величины N ($N \times N$ матрица инт. уравнения-дифференц.)

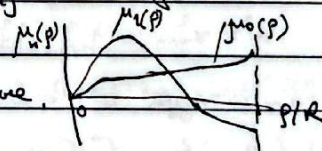
и $\int_{x_0}^{x_m} dx f(x) I_1(x, p) \dots$ величина x_m - верхнего предела $(dx \dots)$ и/или выражения $G(p, p')$ и $I_5(p)$. Обычно $x_m = 1000$ и $N = 200 - 300$.

Test Calc. no reboi ufrap, одходе $g = g'$ - симметричность

Высоту $x_m = 1000$, где вычисл. неустойч. B_{ii} этого должно хватить

$$N=10 \rightarrow \omega_0/2\pi = 14.75 \text{ GHz}$$

$N = 220 \rightarrow \omega_0 / 2\pi = 11.56 \text{ GHz}$ ($\beta = 0.15$) $\omega_0 / 2\pi$ corresponds



28/VIII) MCA2 umfasst $\{dkkf(\beta k)(\dots)$ unterfahen cooab

неодно, но может быть использовано для G_{pp} , G_{pp} неортогональное
упреждение. Due (vortex) radial sym. modes

$$g_{pp}(p, p') = \frac{1}{L} \int_0^L dz \int_0^{2\pi} d\varphi' G_{pp}(\vec{r}, \vec{r}') , \quad G_{pp}(r, r') = -\frac{\partial}{\partial p} \frac{\partial}{\partial p'} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|}$$

$$C_{2.25/VI} \quad g_{SP}(p, p') = -\frac{1}{L} \int dz dz' \int d\varphi' \frac{\partial^2}{\partial p \partial p'} \frac{1}{|z-z'|} = \frac{(-1) \partial^2}{L \partial p \partial p'} \int d\varphi' \cdot 2 \left[L \operatorname{Arsh} \frac{L}{a} - \sqrt{L^2 + a^2} + |a| \right]$$

we $a^2(\vec{p}, \vec{p}') = p^2 + p'^2 - 2pp' \cos(\varphi - \varphi') = (\vec{p} - \vec{p}')^2$, $a = |\vec{p} - \vec{p}'|$

$$g_{pp}(p, p') = -\frac{2}{L} \frac{\partial^2}{\partial p \partial p'} \int_0^{2\pi} d\phi' \left[LAzsh \frac{L}{a} - \sqrt{L^2 + a^2} + |a| \right], \quad \text{hence } \frac{\partial a}{\partial p}, \frac{\partial a}{\partial p'}$$

$$\frac{\partial}{\partial a} \left[L \operatorname{Arsh} \frac{L}{a} - \sqrt{L^2 + a^2} + a \right] = \frac{1}{a} \left[a - \sqrt{a^2 + L^2} \right], \quad \frac{\partial^2}{\partial a^2} [\dots] = \dots$$

Date

Notes

→ Discussion c Patwari (kax nonob puzureciu oca6enne pinning b vlagp. u umm. zueuonax c yueuoueuenu pazuepa c 15 go 5nm).
HAMR → Discussion c Andreas ho mozem HAMR (ummo upeyuooueuenu) nyzueuece b damping $\alpha(T)$.

↓ Discussion c Angyeeu of MM-SW paper-Patwari.

On modes, too paz wegnare pacer c yueuoueuenu "w", to mabouu buag gaer $(\vec{q}_x \perp \vec{M}_0)$ (DE 2006). Oca6enne ef. pinning

c $(\vec{q}_x \perp \vec{M}_0)$ na $x = \pm \frac{w}{2}$ cheyno c pazueyacu o6acu, rze $H_z^{\text{eff}}(x)$ ecb non-uniform.

Patwari - SW b  15 u 5nm in-plane size

29/VIII

Kago bepuzca k omcamuo xcu. Crawford-Patwari

ne square and cylindrical elements que o6acuenuu kaceebenu (hypocuum cuobenu).

- 1) pazueue $\vec{q}$ square u ummngpe u/u yueuoueuenu $4/w, 4/p$
- 2) q. cuuue yueuenu ef. pinning parameters que square and cylinder

Due rectangular element u/u $h \rightarrow 0$ meuo (cm. 16/VI):

$$\frac{\omega_{mn}^2}{\omega_m^2} = \left[\frac{f(\alpha L) q_x^2}{q_x^2 + q_y^2} - H_{mn} \right] [1 - H_{mn} - f] \approx f(\alpha L) \frac{q_x^2}{q_x^2 + q_y^2} - H_{mn} + O(\frac{1}{L^2})$$

$$\alpha^2 = \alpha_{mn}^2 = q_x^2 + q_y^2, \quad q_x = \frac{\pi m}{w}, \quad q_y = \frac{\pi n}{L}$$

Due ummngpe c $\vec{M}_0$ b meuo $h \rightarrow 0$ meuo:

$$\left(\frac{\omega_{mn}}{\omega_m} \right)^2 = \left[\frac{C_m}{2} f(\alpha_{mn} \beta) - H_{mn} \right] [1 - H_{mn} - f] \approx \frac{1}{2} f(\beta \alpha_{mn}) - H_{mn} + O(\beta^2)$$

(cm. Cm=1)

Gap w $\left(\frac{\omega_0}{\omega_m} \right)^2 \approx G(4wum\beta)$, Patwari definition $\omega_0^2 = f^2 4\pi M_s H_{\text{eff}}$ (of gap)

Orebuguo, too $H_{\text{eff}} = H_k + 4\pi M_s G$ H_{mn} - matrix elements
 (anisotropy) $\rightarrow$ na trial func. or $N_{yy}(x,y)$

1) Square: $H_{\text{eff}} = H_k - H_{\text{dip}} + 4\pi M_s f(\alpha L) \frac{q_x^2}{q_x^2 + q_y^2}$
 $4\pi M_s H_{mn} = H_{\text{dip}} - \text{coarse grun. wave}$

2) Cylinder: $H_{\text{eff}} = H_k - H_{\text{dip}} + 4\pi M_s f(\beta \alpha_{mn}) \frac{1}{2}$, $H_{\text{dip}} = F(\beta)$ um $F(4/w)$
 cyl. square

Orebuguo, too H_{eff} ecb pazueyacu konyegpauuu static dip. field H_d and

dynamic dip. field $h_{\text{dyn}} = 4\pi M_s f \frac{1}{2}$ um $4\pi M_s f \frac{q_x^2}{\alpha^2}$

Date _____

Notes

С геометрическим aspect Ratio $\frac{L}{w}$ или $\frac{L}{R}$ | Hap | параметр и велич H_{dip} ero в Hagg Sygter ≤ 0 , тогда как $h_{agg} > 0$ всегда и с параметр $\frac{L}{w}$, $\frac{L}{R}$ также параметр. Due square h_{dip} зависит от направления $\vec{f} = (f_x, f_y)$.

→ $\oplus$ square h_{dyn} n/w quantum w, power $\frac{L}{w}$ non-linear, T.E. I_x generator (I_x power n/w quantum w) — DE part generator.

→ (2) В вакууме $\vec{q}$ не имеет направления $q = \frac{\Delta \mu}{R}$, $\Delta \mu$ - разность уровней, eigenmode,
(где $\Delta \mu, J_0(\Delta \mu) = 0$ где некое pinning)

No dmn = d₀₁ uz x J₀'(x) + d J₀(x) = 0 - eq. priming, i.e. oscillate woge
 Curobo oscillate or J₀(dp) uz. za axial symmetry, J₀(dp) - trial function.

Значит имеем: $\frac{q_x^2}{q_x^2 + q_y^2} = \frac{1}{1 + q_y^2/q_x^2}$ так как $\frac{q_y^2}{q_x^2} > \frac{1}{2}$ (как у нас мы знаем) тогда получим $q_y < q_x$.

т.е. зависимость от моды $m_0(x, y)$ от "y" более сложная, чем от "x",
 $\partial_y \parallel m_0$. Но $2y=0$ брать нельзя, т.к. $H_2^y(y)$ сильно неоднородно.

Общая теорема: $\uparrow$ Качественно: $\uparrow$ резонансность $\uparrow$ цилиндра ($1/2$ -модности) или увеличение β приводит к огранич. росту H_{zn} , рост $H_z(\beta)$ доминирует над H_{zz} или росте β^n становится $H_{zz} < 0$.

В square gamma/psi $q \times n$ расст. бинарна раса H_2 или уловит. $\frac{4}{w}$, $H_{eff} > 0$.

Две square имеют общую расщ. pinning вдоль Ox , т.к.

$$p = \frac{0.1 \text{ мм}}{5 \text{ мм}} = 0.02 \text{ } \underline{\text{грубо не резе и маленькое}}$$

5. Bug trial function $m_{mn}(x, y) = \cos\left(\frac{j\pi x}{W} \times 3\right) \cdot \cos\left(\frac{j\pi y}{W} \times y\right) c$

$m=1, n=1$. Pinning parameter given by η . Usually, $\eta=1$ —

[illegible]

Pinning → Ослабленный pinning для чипинга II ой (см. Fig. 27/IVIII) можно считать как 200 "pins" могут возникнуть на оси x_{20}, y_{20} более легко, чем для square —  — 200 сравнение чипинга 2R = square w одинаковых размеров in-plane (2R = w).

Must examine square (rectan.) elements:

2) $\cos(\frac{\pi n}{w} y)$ - CP и неперенос к соседям ($d_k y = n\pi$, Chiral pinning $y_{\text{pin}} = \pm w/2$ $\text{Inversion (как в PRL - Zoroviche)}$)

Ques 2) Compare two $\cos(\frac{\pi n}{W} y)$ components, no pinning gives "x" order
 $\alpha_2 = 2$ gives $1/W$, i.e. $\cos(\frac{\pi n}{W} \times 2)$, $2 < 1$

3) $\cos \alpha = \cos\left(\frac{\pi m}{w} \times z\right)$ и $\int dy dz = n\pi$ одновременно.

SW squares



Business Diary

Date _____

Notes

hyper $\xi = 1$ - const

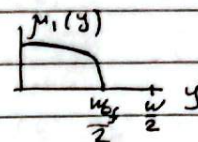
$$H_{eff}(\eta)$$


расчетные результаты

$$y = \frac{w}{w_{\text{ref}}} < 1, \quad w_{\text{ref}} > w \quad \text{coord.} \quad \int dy \dots$$

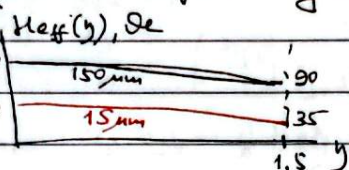
чтобы расст. $\text{Hess}(\eta) \stackrel{w/2}{\sim} \eta_{\text{пл}} (\eta > 1)$ надо брать сф

$$\mu_1(y) = \begin{cases} \cos\left(\frac{\pi y}{w}\right), & |y/w| < \frac{1}{2} \frac{w_{\text{eff}}}{w} = \frac{1}{2\eta} \\ 0, & |y/w| > \frac{1}{2\eta} \end{cases}$$



→ Т.е. у/реген уназр. по $y = \pm \frac{1}{2} \text{ есм } y < 1 \text{ и есб } \pm \frac{1}{2y} \text{ есм } y > 1.$

Показан



Big O-Square:

 $y = 1$ хойрамае
ушар.

то $\text{Heff}(y)$ очень слабо зависит от y

при $y > 1$. Это означает, что

рассуждение о показателе SW моды при $u \rightarrow 0$ в центре square и соотносе с видом $\mu_1(u)$ мода $\{d_1 k_1 = n\pi$. Увелич. $\frac{1}{w}$ (уменьшение w) увеличивает

показ. могут быть "увеличенная n_{ef} , уменьшенная n_{ef} , увеличивая $y = \frac{n}{n_{ef}}$.

Но так как $\text{loss}(y)$ где $y = 1 - 1.2$ забавно очень мало, до уменьшения $\frac{1}{w}$
(уменьш. "w") не определяем значение $\text{loss}(1/w)$. Главным фактором
есть. уменьшение $q \cdot x = \frac{\pi}{w}$ и потом $\text{loss } y$ -задача "q" (DE part $w(q \cdot y)$)

Beispiel: Welche Wahrscheinlichkeit $y=1$ in Heft "

расм. зависимость от ξ только, q — константа.

Вспомогательная "y" для парных $\frac{1}{w}$ можно определить из $H_{int} = H + H_d^y(x) = 0$

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.

→ Duckworth coordinate MM-paper c Patwari, Crawford, Covington.

Уммер урасне и Parker (номинал "flower" стебе сфл. lots, ники $\chi(a) \rightarrow$
 $\rightarrow \omega_n$ - болые эксерименталынык и сирено ~~болые~~ болые H_2 (иникугра).

$$30/\sqrt{11}$$

Работа над ММ-SW paper с презентациями.

Баруун. Хан гуе $p = 0.1/2.5 \mu\text{m} = 0.02$ н газаруун б цэвэр.

Добавим красочное объяснение локализации перемен: xy в square при $y \approx 0$ и основание водора $y \approx z$.

→ Staff meeting of the group:

LyB.-HAMR model

(m, noise, $\Delta(T)$, SW in elem. $K_f(T)$

- 1) Задача сего номер / наименование документа в. в. в МАР;
- 2) задача internal review на основе своих bi-weekly reports и responsibility files of papers to Mary Fry;
- 3) вопрос. к MMM Conference.

M. Noise in C++ header
- misuse

Date

Notes

Vortex radial modes

Корреляционная функция $g_{pp}(p, p')$, а то $\int dk k(\dots)$ и т.д. и т.п.

$$E_{\text{cor}} F(a) = L A^2 \text{sh} \frac{L}{a} - \sqrt{L^2 + a^2} + a, \quad a = a(p, p'), \quad \text{см. 28/III}$$

$$\frac{\partial F(a)}{\partial p} = \frac{\partial F(a)}{\partial a} \frac{\partial a}{\partial p}, \quad \frac{\partial^2 F}{\partial p \partial p'} = \frac{\partial}{\partial p'} \left[F'_a \frac{\partial a}{\partial p} \right] = \frac{\partial F'_a}{\partial p'} \frac{\partial a}{\partial p} + F'_a \frac{\partial^2 a}{\partial p \partial p'}$$

$$= F''_{aa} \frac{\partial a}{\partial p'} \frac{\partial a}{\partial p} + F'_a \frac{\partial^2 a}{\partial p \partial p'}, \quad F'_a = \frac{\partial F}{\partial a} = \frac{1}{a} [a - \sqrt{a^2 + L^2}] = 1 - \frac{1}{a} \sqrt{a^2 + L^2}$$

$$F''_{aa} = \frac{\partial}{\partial a} \frac{1}{a} [a - \sqrt{a^2 + L^2}] = + \frac{1}{a^2} \sqrt{a^2 + L^2} - \frac{1}{a} \frac{2a}{2\sqrt{a^2 + L^2}} = \frac{1}{a^2} \sqrt{a^2 + L^2} - \frac{1}{\sqrt{a^2 + L^2}} =$$

$$= \frac{1}{\sqrt{a^2 + L^2}} \left[\frac{1}{a^2} (a^2 + L^2) - 1 \right] = \frac{1}{a^2} \frac{1}{\sqrt{a^2 + L^2}} [L^2] = \frac{L^2}{a^2} \frac{1}{\sqrt{a^2 + L^2}}$$

$$\Phi R \rightarrow g_{pp}(p, p') = -\frac{2}{L} \frac{\partial^2}{\partial p \partial p'} \int_0^{2\pi} d\varphi' \left[L A^2 \text{sh} \frac{L}{a} - \sqrt{L^2 + a^2} + a \right] = -\frac{2}{L} \int_0^{2\pi} d\varphi' \frac{\partial^2 F(a)}{\partial p \partial p'} =$$

$$= -\frac{2}{L} \int_0^{2\pi} d\varphi' \left[\frac{L^2}{a^2} \frac{1}{\sqrt{a^2 + L^2}} \frac{\partial a}{\partial p} \frac{\partial a}{\partial p'} + \left(1 - \frac{1}{a} \sqrt{a^2 + L^2} \right) \frac{\partial^2 a}{\partial p \partial p'} \right]$$

$$\text{где } a(p, p', \varphi, \varphi') = \sqrt{p^2 + p'^2 - 2pp' \cos(\varphi - \varphi')} = |\vec{p} - \vec{p}'|$$

$$\rightarrow \frac{\partial a}{\partial p} = \frac{1}{2\sqrt{L^2 + a^2}} [2p - 2p' \cos(\varphi - \varphi')] = \frac{p - p' \cos(\varphi - \varphi')}{\sqrt{p^2 + p'^2 - 2pp' \cos(\varphi - \varphi')}} = \frac{1}{a} [p - p' \cos(\varphi - \varphi')]$$

$$\rightarrow \frac{\partial^2 a}{\partial p \partial p'} = \left(-\frac{1}{2} \right) \frac{1}{[p^2 + p'^2 - 2pp' \cos(\varphi - \varphi')]^{3/2}} 2(p' - p \cos(\varphi - \varphi'))(p - p' \cos(\varphi - \varphi')) +$$

$$+ \frac{1}{\sqrt{p^2 + p'^2 - 2pp' \cos(\varphi - \varphi')}} [-\cos(\varphi - \varphi')] = -\frac{1}{a^3} \frac{\partial a}{\partial p'} [p - p' \cos(\varphi - \varphi')] + \frac{1}{a} [-\cos(\varphi - \varphi')] =$$

$$= -\frac{1}{a^3} \frac{1}{a} (p' - p \cos \alpha)(p - p' \cos \alpha) - \frac{1}{a} \cos \alpha = -\frac{1}{a^3} [(p' - p \cos \alpha)(p - p' \cos \alpha) + a^2 \cos \alpha] =$$

$$= -\frac{1}{a^3} [pp' - p^2 \cos \alpha - p'^2 \cos \alpha + pp' \cos^2 \alpha + (p^2 + p'^2 - 2pp' \cos \alpha) \cos \alpha] = -\frac{1}{a^3} pp' (1 - \cos^2 \alpha)$$

$$g_{pp}(p, p') = -\frac{2}{L} \int_0^{2\pi} d\varphi' \left[\frac{L^2}{a^2} \frac{1}{\sqrt{a^2 + L^2}} \frac{1}{a^2} (p - p' \cos \alpha)(p' - p \cos \alpha) + \left(1 - \frac{1}{a} \sqrt{a^2 + L^2} \right) \left(-\frac{1}{a} \right) pp' \sin^2 \alpha \right]$$

$$= -\frac{2}{L} \int_0^{2\pi} d\varphi' \frac{1}{a^3} \left[\frac{L^2}{\sqrt{L^2 + a^2}} (pp' (1 + \cos^2 \alpha) - p^2 \cos \alpha - p'^2 \cos \alpha) - pp' \sin^2 \alpha (a - \sqrt{a^2 + L^2}) \right]$$

$$\frac{\partial^2 a}{\partial p \partial p'} = -\frac{1}{a} \frac{\partial a}{\partial p} \frac{\partial a}{\partial p'} - \frac{1}{a} \cos \alpha = -\frac{1}{a} \left[\frac{\partial a}{\partial p} \frac{\partial a}{\partial p'} + \cos \alpha \right], \quad -\frac{\partial a}{\partial p} \frac{\partial a}{\partial p'} = a \frac{\partial^2 a}{\partial p \partial p'} + \cos \alpha$$

$$\Phi R: \left[\frac{L^2}{a^2} \frac{1}{\sqrt{a^2 + L^2}} \frac{\partial a}{\partial p} \frac{\partial a}{\partial p'} + \left(1 - \frac{1}{a} \sqrt{a^2 + L^2} \right) \left(-\frac{1}{a} \right) \left(\frac{\partial a}{\partial p} \frac{\partial a}{\partial p'} + \cos \alpha \right) \right] =$$

$$= \frac{1}{a^2} \frac{L^2}{\sqrt{L^2 + a^2}} \left(\frac{\partial^2 a}{\partial p \partial p'} a + \cos \alpha \right) (-1) + \left(1 - \frac{1}{a} \sqrt{a^2 + L^2} \right) \frac{\partial^2 a}{\partial p \partial p'} = -\frac{L^2}{a^2} \frac{\cos \alpha}{\sqrt{L^2 + a^2}} +$$

$$+ \frac{\partial^2 a}{\partial p \partial p'} \left[-\frac{L^2}{a} \frac{1}{\sqrt{L^2 + a^2}} + 1 - \frac{1}{a} \sqrt{a^2 + L^2} \right]$$

Date

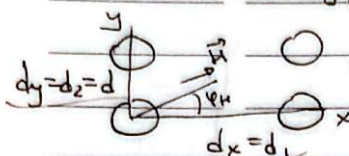
31/VIII

Notes

d-induced uniaxial anisotropy field

Рассчитываем (generalized name) б. используем (универсальность)

Ни универсальность гласит, что Гросса (ан. 8/III). Pan's Rectan-Lat-Vortex med



$$w_m(\varphi_H) = \frac{1}{M_s^2 d} W_m(\varphi_H) = \text{const} + K_u \cos^2 \varphi_H$$

$$\frac{1}{M_s} H_A(\beta, d) = \frac{2}{M_s^2} K_u(\beta, d), \quad K_u \text{ можно считать}$$

б. $\vec{r}$ - универсальность, симметрия по оси 2D-плоскости гласит.

$$H_0 \text{ можно упрощенно } \frac{K_u}{M_s^2} = 2\pi F_A(\beta, d), \quad F_A(\beta, d) = -\frac{3}{4} \beta \sum_{n \neq 0} \left(\frac{R}{R_n} \right)^3 \cos 2\varphi_n$$

(б. гласит универсальность) где R_n - радиус 2D-плоскости (универсальность)

$$M_s(Ni) = 480 \text{ G}, \quad 2R = 1000 \text{ nm}, \quad L = 70 \text{ nm}, \quad d \text{ измен. от } 0 \text{ до } 1000 \text{ nm} = 2R$$

Взвешивая $d_1 = 920 \text{ nm}$ и $R = 400 \text{ nm} \rightarrow$ гласит $R = 400$ до 500 nm , сопоставляя параметры (8/III) и гласит $T_1 = 2R + d$, немого б. гласит α ? Вульгарно, гласит.

$$\text{Тогда } T_1 = 2 \cdot 400 + 920 = 1720 \text{ nm} = \text{const} \text{ и } d_1 = 1720 - 2 \cdot 500 = 720 \text{ nm}$$

$$H_A(\beta, d) = 4\pi M_s \cdot F_A(\beta, d), \quad R = 500 \text{ nm}$$

d/R	0	0.1	0.2	0.3	0.5	0.7	1.0	1.3	1.7
$H_A, \text{ Oe}$ ($T_1 = 1720 \text{ nm}$)	131	108	89	74	50	33	15	4	0
$H_A, \text{ Oe}$ ($T_1 = 1920 \text{ nm}$)	143	119	100	84	59	42	24	13	3

3/IX Гласит MFM-FMR paper с Fiedem (участвует, general text and equations).



Vortex-dynamics, $g_{pp}(\beta, \beta')$ б. универсальность универсальность.

$$g_{pp}(\beta, \beta') = -\frac{2}{L} \frac{\partial^2}{\partial \beta \partial \beta'} \int d\varphi' F(a) = -\frac{2}{L} \int d\varphi' \left[F''_{aa} \frac{\partial a}{\partial \beta} \frac{\partial a}{\partial \beta'} + F'_a \frac{\partial^2 a}{\partial \beta \partial \beta'} \right]$$

$$\frac{\partial a}{\partial \beta} = \frac{1}{a} [p - p' \cos \alpha], \quad \frac{\partial a}{\partial \beta'} = \frac{1}{a} [p' - p \cos \alpha], \quad \alpha = \varphi - \varphi'$$

$$\frac{\partial^2 a}{\partial \beta \partial \beta'} = \frac{\partial}{\partial \beta'} \frac{1}{a} [p - p' \cos \alpha] = -\frac{1}{a^2} \frac{\partial a}{\partial \beta'} [p - p' \cos \alpha] + \frac{1}{a} (-\cos \alpha) = -\frac{1}{a} \frac{\partial a}{\partial \beta} \frac{\partial a}{\partial \beta'} - \frac{\cos \alpha}{a}$$

$$\frac{\partial a}{\partial \beta} \frac{\partial a}{\partial \beta'} = -a \frac{\partial^2 a}{\partial \beta \partial \beta'} - \cos \alpha, \quad \frac{\partial^2 a}{\partial \beta \partial \beta'} = -\frac{p p'}{a^3} \sin^2 \alpha$$

$$g_{pp}(\beta, \beta') = -\frac{2}{L} \int d\varphi' \left[-F''_{aa} \frac{1}{a} \frac{\partial^2 a}{\partial \beta \partial \beta'} + \cos \alpha \right] + F'_a (-1) \frac{p p'}{a^3} \sin^2 \alpha =$$

$$= -\frac{2}{L} \int d\varphi' \left[\left\{ F'_a - a \cdot F''_{aa} \right\} \frac{\partial^2 a}{\partial \beta \partial \beta'} - \cos \alpha \cdot F''_{aa} \right]$$

Date

Notes

$$F'_a - a F''_{aa} = 1 - \frac{1}{a} \sqrt{a^2 + L^2} - \frac{L^2}{a} \frac{1}{\sqrt{L^2 + a^2}} = 1 - \frac{1}{a \sqrt{a^2 + L^2}} [a^2 + L^2 + L^2] =$$

$$= 1 - \frac{1}{a \sqrt{a^2 + L^2}} (a^2 + 2L^2)$$

$$\rightarrow \left[\log \frac{1}{\sqrt{a^2 + L^2}} \right] = \left(1 - \frac{a^2 + 2L^2}{a \sqrt{a^2 + L^2}} \right) \frac{(-pp')}{a^3} \sin^2 \alpha - \cos \alpha \left\{ \frac{L^2}{a^2} \frac{1}{\sqrt{L^2 + a^2}} \right\} =$$

$$= \frac{1}{a^4 \sqrt{a^2 + L^2}} \left[-L^2 a^2 \cos \alpha - pp' \sin^2 \alpha \{ a \sqrt{a^2 + L^2} - a^2 - 2L^2 \} \right] =$$

$$= \frac{1}{a^4 \sqrt{a^2 + L^2}} \left[-pp' a \sqrt{a^2 + L^2} \sin^2 \alpha \{ \sqrt{a^2 + L^2} - a \} - L^2 \{ a^2 \cos \alpha - 2pp' \sin^2 \alpha \} \right]$$

$$a^2 \cos \alpha - 2pp' \sin^2 \alpha = (p^2 + p'^2 - 2pp' \cos \alpha) \cos \alpha - 2pp' \sin^2 \alpha =$$

$$= (p^2 + p'^2) \cos \alpha - 2pp'$$

$$[\dots] = \frac{1}{a^4 \sqrt{a^2 + L^2}} \left[-pp' a \sin^2 \alpha (\sqrt{a^2 + L^2} - a) - L^2 \{ (p^2 + p'^2) \cos \alpha - 2pp' \} \right] =$$

$$= -\frac{pp'}{a^3} \sin^2 \alpha + \frac{1}{a^4 \sqrt{a^2 + L^2}} \left[+pp' a^2 \sin^2 \alpha - L^2 \{ (p^2 + p'^2) \cos \alpha - 2pp' \} \right], \text{ a guess?}$$

Use: $a^2 = p^2 + p'^2 - 2pp' \cos \alpha = a^2(\alpha)$, $\varphi' = f(a)$, $d\varphi' = \frac{df(a)}{da} da$

$\int d\varphi' = \int da \frac{d\varphi'}{da}$, T.K. $g_{pp}(p, p')$ no zaburaz or φ' , no more

" $\varphi'' = 0$ " u $\varphi' = \alpha$, $\cos \alpha = \frac{p^2 + p'^2 - a^2}{2pp'}$, $-\sin \alpha d\alpha = \left(-\frac{1}{2pp'} \right) 2a da =$

$d\varphi' = d\alpha = \frac{a da}{pp'} \frac{1}{\sin \varphi'}$, $\cos \varphi' = \frac{1}{2pp'} [p^2 + p'^2 - a^2] = -\frac{a}{pp'} da$

$\rightarrow \sin \varphi' = \sqrt{1 - \cos^2 \varphi'} = \sqrt{1 - \frac{(p^2 + p'^2 - a^2)^2}{(2pp')^2}}$ - zager $\sin \varphi'(a)$.

$\int d\varphi'(\dots) = \int \frac{ada}{pp'} \frac{1}{\sin \varphi'}$, $\sin \varphi'(a)$ zaberaz. $F(a)$ - reshenie primenim or $\varphi' \Rightarrow \int d\varphi' = \int \frac{da}{a} = 2 \int \frac{da}{a}$

$a(\varphi') = \sqrt{p^2 + p'^2 - 2pp' \cos \varphi'}$, $a(0) = \sqrt{(p - p')^2} = |p - p'|$, $a(\pi) = p + p'$

$$\rightarrow J(p, p') = \int_0^{2\pi} d\varphi' \left[\frac{F'_a - a F''_{aa}}{a^3} \frac{(-1)pp'}{\sin^2 \alpha} - \cos \alpha \cdot F''_{aa} \right] = \frac{1}{pp'} \int_0^{2\pi} \frac{ada}{a \sin \varphi'(a)} \left[-\frac{pp'}{a^2} \sin^2 \varphi' \{ \dots \} - \cos \varphi' F''_{aa} \right]$$

$$= \frac{1}{pp'} 2 \int_{a(0)}^{a(\pi)} \frac{da}{a^2} \left[-\frac{pp'}{a^2} \sin^2 \varphi'(a) \{ F'_a - a F''_{aa} \} - a F''_{aa} \cdot \frac{da}{a \sin \varphi'(a)} \right]$$

$\rightarrow g_{pp}(p, p') = -\frac{2}{L} \int d\varphi' [\dots] = -\frac{2}{L} J(p, p')$ - w/m under/poiskom no "a" cunryzheniya naxozhene k nuzhnyu vrezene $a(0) = |p - p'| \rightarrow 0$.

More nuzhno boimuzhno $d\varphi' F(a)$? A nuzhno $\frac{\partial^2}{\partial p \partial p'}(\dots)$?

Summa: $\sin \varphi' \cdot d\varphi' = \frac{1}{pp'} a da$, $d\varphi' = \frac{1}{pp'} \frac{a}{\sin \varphi'(a)} da$

Vortex dynamics



Business Diary

$$a(0) = |p - p'|, \quad a(\pi) = p + p'$$

Date

Notes

$$g_{pp}(p, p') = \left(+\frac{2}{L} \right) \frac{2}{pp'} \int_{a(0)}^{a(\pi)} da \left[\frac{pp'}{a^2} \sin \varphi'(a) \{ F'_a - a F''_{aa} \} + a F''_{aa} \cos \varphi'(a) \right]$$

$$\sin \varphi'(a) = \sqrt{1 - \frac{(p^2 + p'^2)^2}{(2pp')^2}} = \frac{1}{2pp'} \sqrt{4 - (1+1)^2} \rightarrow 0, \quad \text{as } \varphi'(a) \rightarrow 1.$$

$$\cos \varphi'(p, p') = \cos \varphi(p) = \frac{2p^2 - a^2}{2p^2} = 1 - \frac{1}{2} \frac{a^2}{p^2}, \quad \sin \varphi \approx \frac{a}{p} \text{ if } a/p \ll 1.$$

$$\text{If } p = p' \text{ then } g_{pp}(p, p') \sim \int_{a(0)}^{a(\pi)} da \frac{1}{a^2} \frac{a}{a} \sim \int_{a(0)}^{a(\pi)} \frac{da}{a^2} \sim \frac{1}{a(0)} \sim \frac{1}{|p - p'|}$$

- Символ функции. Должен быть $\ln |p - p'|$ if $p \rightarrow p'$.

For $\rightarrow$ в том же смысле!

Нужно использовать или вернуться к $\int_0^{2\pi} d\varphi' [\dots]$ и не менять $\varphi' \rightarrow a$.

4/ix

$$g_{pp}(p, p') = \left(-\frac{2}{L} \right) \int_0^{2\pi} d\varphi' \left[\{ F'_a - a F''_{aa} \} \frac{\partial^2 a}{\partial p \partial p'} - \cos \alpha F''_{aa} \right],$$

$\alpha = \varphi' - \varphi$, можно положить $\varphi = 0, \alpha = \varphi'$, т.к. g_{pp} от φ'' не зависит, но можно показать зависимость $\varphi' - \varphi = 1, d\varphi' = d\alpha \rightarrow \int_0^{2\pi} d\varphi' f(\varphi') \rightarrow \int_{-\varphi}^{2\pi - \varphi} f(\alpha) d\alpha$, где $f(\alpha)$ - периодическая с периодом 2π .

$$a^2 = p^2 + p'^2 - 2pp' \cos \alpha, \quad \frac{\partial^2 a}{\partial p \partial p'} = -\frac{pp'}{a^3} \sin^2 \alpha.$$

$$F'_a = \frac{\partial F(a)}{\partial a} = 1 - \frac{1}{a} \sqrt{a^2 + L^2}, \quad F''_{aa} = \frac{\partial^2 F(a)}{\partial a^2} = \frac{L^2}{a^2} \frac{1}{\sqrt{a^2 + L^2}}.$$

$\rightarrow$ Максимальный элемент $g_{pp}(p, p')$ MCAO может не быть.

Хотя сама $G(p, p') = -\frac{1}{4\pi} \sqrt{pp'} g_{pp}(p, p')$ должна отличаться $\forall p, p'$, кроме симметричности $p = p'$. File "Breath-Int-Eq.mcd".

$\rightarrow$ Аккумуляция HSB Visa Credit Cards где есть и долги.

SW - ^{saturated} squares/cylinders

Seagate
Business Diary

 - SW

Date

Notes

Вспомогательная и буги CP for first eigenmode (нужны значения)
для описания экв. Crawford - Patwari.

17/VI а уравнения буги CP $m_x(\rho) \sim J_0(x\rho)$
и буги $m_{on}(\rho) \sim J_0(x_{on}\rho)$ на основе $\int d^2\vec{\rho} m_{on}(\rho) \neq 0$ - dip-moment
Смещение схемы возмущения и FMR $c\vec{h}_0 = \text{const}$.

→ Точно буги CP управляет и определением axial-sym. $\cos 2\varphi$ раса $H_d^y(\rho, \varphi)$
в φ -м и ρ -м магнит. элементе

$$H_{on} = \left(-\frac{1}{4\pi M_s}\right) \frac{1}{A_{on}} \int d^2\vec{\rho} H_d^y(\rho, \varphi) m_{on}^2(\rho) \quad \text{из-за}$$

радиал. симметрии CP $m_{on}(\rho)$.

→ Но $\cos 2\varphi$ -раса H_d^y , буги буги для ef. pinning.

Для $2R = 15 \mu\text{m}$ есть 2ая экв. раса → возмущает и буги ef.
pinning "d" - возмущает $xJ_0'(x) + dJ_0(x) = 0$ если верно $m_{on} \sim J_0(x_{on}\rho)$.

→ Для возмущения frequency gap G нужны могут и буги
раса $m_x(\vec{\rho})$ и буги. и элемент $H_d^y(\vec{\rho})$ на $m_x(\vec{\rho})$ - см. JAP'00.

→ Буги, какие радиусы раса $m_x(\rho) = m_0(\rho) + m_2(\rho)\cos 2\varphi + \dots$
был 28/VI. С ним может конкурировать лишь $m_x(\rho)$ - раса 29/VI.

Попробуем решить систему от 28/VI где $m_0(\rho), m_2(\rho)$, и буги
элемент $\sim m_n(\rho)\cos n\varphi$ с $n \geq 2$.

Буги CP см. рас. $m_x(\rho, \varphi) = m_0(\rho) + m_2(\rho)\cos 2\varphi$ соответ. симметрии $H_d^y(\rho, \varphi)$.

→ Но не так все просто. Eq.(8) - JAP'00 где "или" в квар. приближении
получено и буги $P_{mn}^{m \pm 2, n}$ элемент и на буги. элемент $m(\vec{\rho}) = J(x_{mn}\rho)$.
• $\Phi_m(\varphi)$

$$\text{Eq. (4)} \rightarrow m_x(\rho, \varphi) = \sum_{mn} \lambda_{mn}^x \mu_{\rho}^{mn}(\rho, \varphi) = \sum_{mn} \lambda_{mn}^x J_m(x_{mn}\rho) \Phi_m(\varphi) -$$

($x \rightarrow \rho$), $\mu_{\rho} \rightarrow \mu_x$. - буги разложение по ортон. функциям $J_m(x_{mn}\rho) \Phi_m(\varphi)$.

Или $\beta \ll 1$ φ -буги квазилинейно по "n", но не квазилинейно
по "m". Иначе $\hat{G}_{xx}$, переносит "m" с "m ± 2 ".

Например, если хотим найти ω_{on} , то получаем через
CP $m=0$ с $m = 2, 4, 6, \dots$

Note: Магнит. элемент H_d^y буги. на $m_x^e(\vec{\rho}), m_x^e(\vec{\rho})$,
нога как $P_{mn}^{m'n'}$ только на $m_x^e(\rho)$, а $Q_{mn}^{m'n'}$ - только на $m_x^e(\vec{\rho})$.

Date

Notes "Philips"

Summary:

J. Ruigrok, Thermally assisted recording (HAMR).

Stability perko zaburo or $\frac{\langle V \rangle}{V_T}$, V_T - temp., $V = \frac{kT}{K_1}$
 same of perpendicular size distribution.

$$\langle V \rangle = (4.6 - 8.9 \text{ nm})^3 - \text{volume}.$$

Even vacuum noise, so cooling time τ_c must be small to avoid th. decay.

HAMR speed $\tau < \tau_0$ - prefactor Neel relax. law.

$$t_{sw} H_{wz} \geq 3.5 \frac{1 + \alpha^2}{2\alpha}, \quad \alpha - \text{LL damping.}$$

↑
write field

how H_{wz} power consumption & power vacuum, α & SNR up from power (DI) time.

Fast Switching: Exp. Uni Nijmegen

[Hohlfeld et al., MORIS '02 Conf.]

M_S не ест const & не вон вогроге.

$M_S(T, t)$ не ест павнобеае.

Even up to $T > T_c$, so t_{switch} номер $\delta_{sw} \sim 1 \text{ ps}$,
 & $t_{switch} \sim 10 \text{ ps}$.

Беседа с J. Ruigrok & Andreas, после семинара по теме гонима. HAMR-2 (напр. выше T_c и α reversal в вакуум H) по имени Ruigrok
 и M_S HAMR-1 (напр. выше T_c и reversal в вакуум H), который разбавается в Seagate.

SW in cylinder 

Seagate

Business Diary

Date

Notes

5/11

Bugur b PMC disk c A.

Две пенетра загора SW que in-plane magnetized cylinder
monno:

- cu. 25/11 (1) $\hat{N}\hat{I} - i\omega\hat{T} + \omega_m\hat{R}$ y mbea
gocorno somma m^u b pagnomenu $m_x(\vec{p}') = \sum_{mn} \lambda_{mn}^x \mu_p^{mn}(\vec{p}, \vec{p}')$
($m=0,2,4,\dots$ que ocnobnoi racoon Ω_0), karon Ω_0 u $m_x^0(\vec{p}')$
(2) karon $\hat{G}$ oнеpеpеpе $\hat{G}_{xx}$, karo u pиdиmеmеno, u pеmеmе
yp. A.-A. kanocepeceбemо
Eq. (2)

cu. 25/11 (2):

$$D \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_x \\ m_z \end{pmatrix} = i\omega \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_x \\ m_z \end{pmatrix} - H_d^y \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_x \\ m_z \end{pmatrix} + \int d^2 p' \begin{pmatrix} G_{xx} & 0 \\ 0 & G_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_x \\ m_z \end{pmatrix}$$

$D = H - 2M_S \sigma^2 \approx H$ que mameocce. bonu.

$$\begin{cases} H m_x = -i\omega m_z - H_d^y m_x + M_S \int d^2 p' G_{xx} m_x(\vec{p}') \\ H m_z = i\omega m_x - H_d^y m_z + M_S \int d^2 p' G_{zz} m_z(\vec{p}') \end{cases}, \text{ cu. 25/11}$$

$$\begin{cases} (1) -i\omega m_z(\vec{p}) = (H + H_d^y) m_x - M_S \int d^2 p' G_{xx} m_x(\vec{p}') \\ (2) i\omega m_x(\vec{p}) = (H + H_d^y) m_z - M_S \int d^2 p' G_{zz} m_z(\vec{p}') \end{cases} \text{ - mamea gbyx}$$

$\hat{G}$ oнеpеpеpе G_{xx} u G_{zz} pame, b ooneu cnyxae. $\hat{G}_{xx}$ (a)
na (i\omega)

$$\omega^2 m_x = (H + H_d^y) (-i\omega m_z) - M_S \int d^2 p' G_{zz}(\vec{p}, \vec{p}') [-i\omega m_z(\vec{p}')] =$$

$$= (H + H_d^y) [(H + H_d^y) m_x(\vec{p}) - M_S \int d^2 p' G_{xx}(\vec{p}, \vec{p}') m_x(\vec{p}')] - M_S \int d^2 p' G_{zz}(\vec{p}, \vec{p}') \times$$

мысб $\beta \ll 1$, mame $G_{zz}(\vec{p}, \vec{p}') \approx -4\pi \delta(\vec{p} - \vec{p}')$ kame que vortex

$$\omega^2 m_x(\vec{p}) = (H + H_d^y)^2 m_x(\vec{p}) - (H + H_d^y) M_S \int d^2 p' G_{xx}(\vec{p}, \vec{p}') m_x(\vec{p}') +$$

$$+ 4\pi M_S [(H + H_d^y) m_x(\vec{p}) - M_S \int d^2 z G_{xx}(\vec{p}, \vec{z}) m_x(\vec{z})]$$

$$\omega^2 m_x(\vec{p}) = (H + H_d^y) (H + H_d^y + 4\pi M_S) m_x(\vec{p}) - M_S (H + H_d^y + 4\pi M_S) \int d^2 p' G_{xx}(\vec{p}, \vec{p}') m_x(\vec{p}') \quad (*)$$

$H_d = H_d^y(\vec{p}, \vec{p}')$ gaca cu. 25/11 que $m_x(\vec{p}')$ u $\beta \ll 1$.

$$U_m [\omega^2 - \omega_1^2(\vec{p})] m_x(\vec{p}) = -M_S (H + H_d^y + 4\pi M_S) \int d^2 p' G_{xx}(\vec{p}, \vec{p}') m_x(\vec{p}')$$

$$\omega_1^2 = (H + H_d^y) (H + H_d^y + 4\pi M_S). \text{ Oгoма mame mame mame } \omega_1^2 \text{ u } \hat{G} m_x^L(\vec{p}').$$

Даме mame gpaбmеmе (u pеpеm $\beta \ll 1$) mame. Cpam c amame que
rectan. elements on Ropers.

Date

Notes

Используем вместо инт. гр. $\frac{1}{\sqrt{2}} \omega_0^2$ и $\omega_{ee'}$.

λ_x и λ_z - СЗ операторов G_{xx} и G_{zz} .

Нам надо найти минимальное расстояние ω_0 . Пусть СФ $m_x^0(\vec{p}) = m_0(\vec{p})$ - где известна (из ран. инт. гр. с G_{xx}). Для $\beta \ll 1$ можем применить с точн. до β^2

$$G_{zz}(\vec{p}, \vec{p}') = -4\pi\delta(\vec{p} - \vec{p}') \quad \text{и} \quad -4\pi m_z(\vec{p}) = \lambda_z m_z(\vec{p}), \quad \text{т.е. } \lambda_z = -4\pi,$$

а $m_z(\vec{p})$ - модаль. Условно $m_z(\vec{p}) = m_x^0(\vec{p})$ применяем.

тогда $I_{ee'} = \delta_{ee'}, l=0$ $\frac{1}{\sqrt{2}} \omega_0^2 = (H + H_d^{00} - M_s \lambda_x)(H + H_d^{00} + 4\pi M_s)$,

λ_x - СЗ соств. $m_x^0(\vec{p})$. В малом порядке по β : $\frac{1}{\sqrt{2}} \omega_0^2 = 4\pi M_s (H + H_d^{00} - M_s \lambda_x)$

где $H_d^{00} = \int d^2\vec{p} H_d^4(p, \varphi) [m_x^0(\vec{p})]^2$, $\int d^2\vec{p} [m_x^0(\vec{p})]^2 = 1$.

Хорошо если $m_z(t) \sim \cos \omega t$, $m_x \sim \sin \omega t$, ($i\omega \rightarrow \omega$, $i\omega \rightarrow \omega$)

$$\omega m_x = (H + H_d) m_z - M_s \int d^2\vec{p} G_{zz} m_z(\vec{p}') \approx (H + H_d + 4\pi M_s) m_z(\vec{p}),$$

т.е. $m_z(\vec{p}) \approx \frac{\omega}{\omega_M} m_x(\vec{p})$ - соотношение между амплитудами.

Где $\frac{1}{\sqrt{2}} \omega_0^2 \approx 4\pi M_s (H + H_d^{00} - \lambda_x M_s)$, λ_x - СЗ G_{xx} соств. $m_x^0(\vec{p})$ - СФ осн. состояний.

Из инт. гр. (*) или $H, H_d \ll 4\pi M_s$ также получим

$$\omega^2 m_x(\vec{p}) = 4\pi M_s [(H + H_d) m_x(\vec{p}) - M_s \int d^2\vec{p}' G_{xx} m_x(\vec{p}')] \quad \text{и на СФ } m_x^0(\vec{p})$$

$$\omega^2 = 4\pi M_s [H + H_d^{00} - M_s \lambda_x^0], \quad \text{это верно с точн. до } O(\beta^2).$$

Т.е. можно забыть о точном виде $m_z^0(\vec{p})$ и найти лишь $m_x^0(p)$ и λ_x^0 .
Зависимости H_d^{00} на $m_x^0(\vec{p})$ и сумму осн. расстояний ω_0 .

$$G_{xx}(\vec{p}, \vec{p}') = -\frac{1}{\pi} \int d^2k f(k, L) \cos^2 \varphi_k e^{ik(\vec{p} - \vec{p}')} \quad \text{— общее выражение.}$$

G_{xx} можно разложить по известным G_{pp} , $G_{p\varphi}$, $G_{\varphi\varphi}$ - в инт. координатах.

Вид $m_x^0(\vec{p})$ определяется видом G_{xx} , а не $H_d^4(\vec{p})$

формула: $\lambda_x m_x(\vec{p}) = \int d^2\vec{p}' G_{xx}(\vec{p}, \vec{p}') m_x(\vec{p}')$ — см. 28/VI

Усредним по фазе переменные этого инт. гр. - 2D это $\int d\varphi(\dots)$ и учтем $m_x(p)$ - равномерно сущ. переменная, $m_x(p) = \langle m_x(p, \varphi) \rangle_\varphi = \frac{1}{2\pi} \int d\varphi m_x(p)$

$$\lambda_x m_x(p) = \frac{1}{2\pi} \int d\varphi \int d\varphi' \int d^2\vec{p}' G_{xx}(\vec{p}, \vec{p}') m_x(p) = \int d^2\vec{p}' \left[\frac{1}{2\pi} \int d\varphi \int d\varphi' G_{xx}(\vec{p}, \vec{p}') \right] m_x(p)$$

Def. $g(p, p') = \frac{1}{2\pi} \int d\varphi \int d\varphi' G_{xx}(\vec{p}, \vec{p}') = -2\pi \int d^2k f(k, L) J_0(kp) J_0(kp')$ — см. 28/VI.

Поэтому $\lambda_x m_x(p) = \int d^2\vec{p}' g(p, p') m_x(p')$ — инт. гр. в равнал. сущ. $\int d^2\vec{p}' g(p, p') m_x(p')$ (сво. координатами, см. 28)

$$\begin{aligned} \lambda_x m_x(p) &= \lambda_x J_0(xp) = \frac{1}{(2\pi)^4} \int d^4k f(k_L) J_0(kp) J_0(kp') J_0(xp') = \\ &= (-2\pi) \int d^4k f(k_L) J_0(kp) \left[\int d^4p' J_0(kp') J_0(xp') \right] = (-2\pi) \int d^4k f(k_L) \Lambda_0(k, x) J_0(kp) = \\ &= (-2\pi) \int d^4k f(k_L) \frac{1}{k} \delta(k - x) J_0 = (-2\pi) f(x_L) J_0(xp) \end{aligned}$$

Вспомогат. лемма. Пусть $25/\sqrt{n}$ и пусть инт. гр. где $m_{n=0}^2(p) \in g_{22}^0(p')$,
то пусть инт. гр. где $m_n(p) \in g^*(p')$.

$$\begin{aligned} \text{Esso: } g^*(p, p') &= -2\pi \int dk k f(kL) J_0(kp) J_0(kp') \quad \text{e } g_{zz}^{\circ}(p, p') = -\frac{4\pi}{L} \int dk [1 - e^{-kL}] J_0(kp) J_0(kp') \\ 2g^*(p, p') + g_{zz}^{\circ}(p, p') &= -4\pi \int dk k J_0 J_0 \left[1 - \frac{1}{kL} (1 - e^{-kL}) + \frac{1}{kL} (1 - e^{-kL}) \right] = \\ &= -4\pi \int dk k J_0(kp) J_0(kp') = -4\pi \frac{1}{p} \delta(p - p') \end{aligned}$$

$$\lambda_z m_0^z(y) = \int dy' g' g_{zz}^0(y, y') m_0^z(y') = \int dy' g' \left[-\frac{4\pi}{y} \delta(y - y') - 2g^x(y, y') \right] m_0^z(y')$$

$$-\frac{1}{2} (\lambda_2 + 4\pi) m_0^2(p) = \int d p' p' g^*(p p') m_0^2(p'), \quad \text{т.е.} \quad \underline{m_0^2(p)} \sim \underline{m_0^2(p)} - C \varphi$$

сдвигаем

~~a. $\lambda_x = -\frac{1}{2}(\lambda_2 + 4\pi)$ gives charge C3. Two unambiguous values at 25/11~~

[illegible]

Beweg: bug CP $J_0(xp) = m_x^0(y)$ в равновесии с м. многовершин,
а естествен. принцип "x" макс. густ. абсч. эксперимент
x - квант. параметр Трудно обнаружить, что exp. и воспроизводим.
(fitting)
→ Т.е. bug CP $m_x^0(\vec{p}) = f(p)$ - равнов. с м. уагера не имеет, когда
наго перемар $\lambda, m_x(p) = \int dp' p' g^*(pp') m_x(p')$ формула.

$m_x(\varphi) = m_0(\varphi) + m_2(\varphi) \cos 2\varphi + \dots$

$$\lambda_x m_x(\vec{p}) = \int d^2 \vec{p}' G_{xx}(\vec{p} \vec{p}') m_x(\vec{p}')$$

логарифмике $m_x(\vec{p}) = \sum C_\alpha J(\alpha p) e^{i p p}$

или $m_x(\vec{p}) = \sum_k m_k^*(p) e^{ik\varphi} (\cos k\varphi)$ где суммиру по k , где C_k или $m_k^*(p)$

Cm. 28 V I II III IV V VI VII VIII IX X XI XII XIII XIV XV XVI XVII XVIII XIX XX XXI XXII XXIII XXIV XXV XXVI XXVII XXVIII XXIX XXX XXXI XXXII XXXIII XXXIV XXXV XXXVI XXXVII XXXVIII XXXIX XL XLI XLII XLIII XLIV XLV XLVI XLVII XLVIII XLIX L LXI LXII LXIII LXIV LXV LXVI LXVII LXVIII LXIX LXX LXXI LXXII LXXIII LXXIV LXXV LXXVI LXXVII LXXVIII LXXIX LXXX LXXXI LXXXII LXXXIII LXXXIV LXXXV LXXXVI LXXXVII LXXXVIII LXXXIX XC XC I XC II XC III XC IV XC V XC VI XC VII XC VIII XC IX XCI XCII XCIII XCV XCVI XCVII XCVIII XCIX C CI CII CIII CIV CV CVI CVII CVIII CC CCI CCII CCIII CCIV CCV CCVI CCVII CCVIII CCC CCCI CCCII CCCIII CCCIV CCCV CCCVI CCCVII CCCVIII CCCC CCCCI CCCCII CCCCIII CCCCIV CCCCV CCCCVI CCCCVII CCCCVIII CCCCIX CCCL CCCLI CCCLII CCCLIII CCCLIV CCCLV CCCLVI CCCLVII CCCLVIII CCCLIX CCCLX CCCLXI CCCLXII CCCLXIII CCCLXIV CCCLXV CCCLXVI CCCLXVII CCCLXVIII CCCLXIX CCCLXX CCCLXXI CCCLXXII CCCLXXIII CCCLXXIV CCCLXXV CCCLXXVI CCCLXXVII CCCLXXVIII CCCLXXIX CCCLXXX CCCLXXXI CCCLXXXII CCCLXXXIII CCCLXXXIV CCCLXXXV CCCLXXXVI CCCLXXXVII CCCLXXXVIII CCCLXXXIX CCCLXXXX CCCLXXXXI CCCLXXXXII CCCLXXXXIII CCCLXXXXIV CCCLXXXXV CCCLXXXXVI CCCLXXXXVII CCCLXXXXVIII CCCLXXXXIX CCCLXXXXX CCCLXXXXXI CCCLXXXXXII CCCLXXXXXIII CCCLXXXXXIV CCCLXXXXXV CCCLXXXXXVI CCCLXXXXXVII CCCLXXXXXVIII CCCLXXXXXIX CCCLXXXXXX CCCLXXXXXXI CCCLXXXXXXII CCCLXXXXXXIII CCCLXXXXXXIV CCCLXXXXXXV CCCLXXXXXXVI CCCLXXXXXXVII CCCLXXXXXXVIII CCCLXXXXXXIX CCCLXXXXXXX CCCLXXXXXXXI CCCLXXXXXXXII CCCLXXXXXXXIII CCCLXXXXXXXIV CCCLXXXXXXXV CCCLXXXXXXXVI CCCLXXXXXXXVII CCCLXXXXXXXVIII CCCLXXXXXXXIX CCCLXXXXXXX X CCCLXXXXXXX XI CCCLXXXXXXX XII CCCLXXXXXXX XIII CCCLXXXXXXX XIV CCCLXXXXXXX XV CCCLXXXXXXX XVI CCCLXXXXXXX XVII CCCLXXXXXXX XVIII CCCLXXXXXXX XIX CCCLXXXXXXX XX CCCLXXXXXXX XXI CCCLXXXXXXX XXII CCCLXXXXXXX XXIII CCCLXXXXXXX XXIV CCCLXXXXXXX XXV CCCLXXXXXXX XXVI CCCLXXXXXXX XXVII CCCLXXXXXXX XXVIII CCCLXXXXXXX XXIX CCCLXXXXXXX XXX CCCLXXXXXXX XXXI CCCLXXXXXXX XXXII CCCLXXXXXXX XXXIII CCCLXXXXXXX XXXIV CCCLXXXXXXX XXXV CCCLXXXXXXX XXXVI CCCLXXXXXXX XXXVII CCCLXXXXXXX XXXVIII CCCLXXXXXXX XXXIX CCCLXXXXXXX XL CCCLXXXXXXX XLI CCCLXXXXXXX XLII CCCLXXXXXXX XLIII CCCLXXXXXXX XLIV CCCLXXXXXXX XLV CCCLXXXXXXX XLVI CCCLXXXXXXX XLVII CCCLXXXXXXX XLVIII CCCLXXXXXXX XLIX CCCLXXXXXXX L CCCLXXXXXXX LI CCCLXXXXXXX LII CCCLXXXXXXX LIII CCCLXXXXXXX LIV CCCLXXXXXXX LV CCCLXXXXXXX LVI CCCLXXXXXXX LVII CCCLXXXXXXX LVIII CCCLXXXXXXX LIX CCCLXXXXXXX LX CCCLXXXXXXX LXI CCCLXXXXXXX LXII CCCLXXXXXXX LXIII CCCLXXXXXXX LXIV CCCLXXXXXXX LXV CCCLXXXXXXX LXVI CCCLXXXXXXX LXVII CCCLXXXXXXX LXVIII CCCLXXXXXXX LXIX CCCLXXXXXXX LXX CCCLXXXXXXX LXXI CCCLXXXXXXX LXXII CCCLXXXXXXX LXXIII CCCLXXXXXXX LXXIV CCCLXXXXXXX LXXV CCCLXXXXXXX LXXVI CCCLXXXXXXX LXXVII CCCLXXXXXXX LXXVIII CCCLXXXXXXX LXXIX CCCLXXXXXXX LXXX CCCLXXXXXXX LXXXI CCCLXXXXXXX LXXXII CCCLXXXXXXX LXXXIII CCCLXXXXXXX LXXXIV CCCLXXXXXXX LXXXV CCCLXXXXXXX LXXXVI CCCLXXXXXXX LXXXVII CCCLXXXXXXX LXXXVIII CCCLXXXXXXX LXXXIX CCCLXXXXXXX XLXXX CCCLXXXXXXX XLXXXI CCCLXXXXXXX XLXXXII CCCLXXXXXXX XLXXXIII CCCLXXXXXXX XLXXXIV CCCLXXXXXXX XLXXXV CCCLXXXXXXX XLXXXVI CCCLXXXXXXX XLXXXVII CCCLXXXXXXX XLXXXVIII CCCLXXXXXXX XLXXXIX CCCLXXXXXXX XLXXXX CCCLXXXXXXX XLXXXXI CCCLXXXXXXX XLXXXXII CCCLXXXXXXX XLXXXXIII CCCLXXXXXXX XLXXXXIV CCCLXXXXXXX XLXXXXV CCCLXXXXXXX XLXXXXVI CCCLXXXXXXX XLXXXXVII CCCLXXXXXXX XLXXXXVIII CCCLXXXXXXX XLXXXXIX CCCLXXXXXXX XLXXXX X CCCLXXXXXXX XLXXXX XI CCCLXXXXXXX XLXXXX XII CCCLXXXXXXX XLXXXX XIII CCCLXXXXXXX XLXXXX XIV CCCLXXXXXXX XLXXXX XV CCCLXXXXXXX XLXXXX XVI CCCLXXXXXXX XLXXXX XVII CCCLXXXXXXX XLXXXX XVIII CCCLXXXXXXX XLXXXX XIX CCCLXXXXXXX XLXXXX XX CCCLXXXXXXX XLXXXX XXI CCCLXXXXXXX XLXXXX XXII CCCLXXXXXXX XLXXXX XXIII CCCLXXXXXXX XLXXXX XXIV CCCLXXXXXXX XLXXXX XXV CCCLXXXXXXX XLXXXX XXVI CCCLXXXXXXX XLXXXX XXVII CCCLXXXXXXX XLXXXX XXVIII CCCLXXXXXXX XLXXXX XXIX CCCLXXXXXXX XLXXXX XXX CCCLXXXXXXX XLXXXX XXXI CCCLXXXXXXX XLXXXX XXXII CCCLXXXXXXX XLXXXX XXXIII CCCLXXXXXXX XLXXXX XXXIV CCCLXXXXXXX XLXXXX XXXV CCCLXXXXXXX XLXXXX XXXVI CCCLXXXXXXX XLXXXX XXXVII CCCLXXXXXXX XLXXXX XXXVIII CCCLXXXXXXX XLXXXX XXXIX CCCLXXXXXXX XLXXXX XL CCCLXXXXXXX XLXXXX XLI CCCLXXXXXXX XLXXXX XLII CCCLXXXXXXX XLXXXX XLIII CCCLXXXXXXX XLXXXX XLIV CCCLXXXXXXX XLXXXX XLV CCCLXXXXXXX XLXXXX XLVI CCCLXXXXXXX XLXXXX XLVII CCCLXXXXXXX XLXXXX XLVIII CCCLXXXXXXX XLXXXX XLIX CCCLXXXXXXX XLXXXX L CCCLXXXXXXX XLXXXX LI CCCLXXXXXXX XLXXXX LII CCCLXXXXXXX XLXXXX LIII CCCLXXXXXXX XLXXXX LIV CCCLXXXXXXX XLXXXX LV CCCLXXXXXXX XLXXXX LVI CCCLXXXXXXX XLXXXX LVII CCCLXXXXXXX XLXXXX LVIII CCCLXXXXXXX XLXXXX LIX CCCLXXXXXXX XLXXXX LX CCCLXXXXXXX XLXXXX LXI CCCLXXXXXXX XLXXXX LXII CCCLXXXXXXX XLXXXX LXIII CCCLXXXXXXX XLXXXX LXIV CCCLXXXXXXX XLXXXX LXV CCCLXXXXXXX XLXXXX LXVI CCCLXXXXXXX XLXXXX LXVII CCCLXXXXXXX XLXXXX LXVIII CCCLXXXXXXX XLXXXX LXIX CCCLXXXXXXX XLXXXX LXX CCCLXXXXXXX XLXXXX LXXI CCCLXXXXXXX XLXXXX LXXII CCCLXXXXXXX XLXXXX LXXIII CCCLXXXXXXX XLXXXX LXXIV CCCLXXXXXXX XLXXXX LXXV CCCLXXXXXXX XLXXXX LXXVI CCCLXXXXXXX XLXXXX LXXVII CCCLXXXXXXX XLXXXX LXXVIII CCCLXXXXXXX XLXXXX LXXIX CCCLXXXXXXX XLXXXX LXXX CCCLXXXXXXX XLXXXX LXXXI CCCLXXXXXXX XLXXXX LXXXII <

Date

Notes

Если ось симметрии имеет $\mu=0, 2$ то есть λ и ось симметрии $m_\mu(\rho)$, то:

$$(1) \int \lambda_x m_0(\rho) = \int d\rho' \rho' g^*(\rho, \rho') m_0(\rho') + \pi \int d\rho' \rho' \left[\int dk k f J_0(k\rho) J_2(k\rho') \right] m_2(\rho')$$

$$(2) \int \lambda_x m_2(\rho) = 2\pi \int d\rho' \rho' \left[\int dk k f J_2(k\rho) J_0(k\rho') \right] m_0(\rho') - 2\pi \int d\rho' \rho' \left[\int dk k f J_2(k\rho) J_2(k\rho') \right] m_2(\rho')$$

Если ось симметрии не имеет, то $m_\mu(\vec{\rho}) = \sum C_\mu J_\mu(\alpha_\mu \rho) e^{i\mu\varphi}$, то ось симметрии будет осью симметрии $\alpha_\mu J'_\mu(\alpha) + d J_\mu(\alpha) = 0$, d — некая константа. Если $d \rightarrow \infty$ и $\alpha \rightarrow \infty$ $J_\mu(\alpha) = 0$ — strong pinning.

$$\text{Нормировка } \langle \rho | = \int d^2 \vec{\rho} m_\mu^2(\vec{\rho}) = \int d^2 \vec{\rho} [m_0 + m_2 \cos 2\varphi]^2 = \int d\rho \rho \int d\varphi [m_0^2 + 2m_0 m_2 \cos 2\varphi + m_2^2 \cos^2 2\varphi] = 2\pi \int d\rho \rho [m_0^2(\rho) + \frac{1}{2} m_2^2(\rho)] = 1$$

$$H_d^{00} = \frac{1}{A_{00}} \int d^2 \vec{\rho} H_d^y(\rho, \varphi) [m_x^0(\rho, \varphi)]^2 = \frac{1}{A_{00}} \int d^2 \vec{\rho} H_d^y [m_0^2 + 2m_0 m_2 \cos 2\varphi + m_2^2 \cos^2 2\varphi] = \int H_d^y = (-4\pi M_s) (I_0(\rho) + I_2(\rho) \cos 2\varphi) =$$

$$= \frac{(-4\pi M_s)}{A_{00}} \int d^2 \vec{\rho} I_0(\rho) [m_0^2 + \frac{1}{2} m_2^2] + \frac{(-4\pi M_s)}{A_{00}} \int d^2 \vec{\rho} I_2 \cos 2\varphi [2m_0 m_2 \cos 2\varphi]$$

$$\text{Если } [m_0 + m_2 \cos 2\varphi + m_4 \cos 4\varphi]^2 = m_0^2 + m_2^2 \cos^2 2\varphi + m_4^2 \cos^2 4\varphi + 2m_0 m_2 \cos 2\varphi + 2m_0 m_4 \cos 4\varphi + 2m_2 m_4 \cos 2\varphi \cos 4\varphi$$

здесь $\cos 2\varphi$ и $\cos 4\varphi$ — $I_0(\rho)$ и $I_2(\rho)$

Т.е. $m_4(\rho)$ также дает вклад в H_d^{00} .

$$\text{Если } \rho \rightarrow 0, \text{ то можно } m_0(\rho) = C_0 J_0(\alpha_0 \rho), m_2(\rho) = C_2 J_2(\alpha_2 \rho)$$

$$\int d\rho' \rho' g^*(\rho, \rho') m_0(\rho') = (-2\pi) C_0 J_0(\alpha_0 \rho) f(\alpha_0 L)$$

$$\int d\rho' \rho' \left[\int dk k f J_0(k\rho) J_2(k\rho') \right] C_2 J_2(\alpha_2 \rho') = C_2 \int dk k f J_0(k\rho) \left[\int d\rho' \rho' J_2(k\rho') J_2(\alpha_2 \rho') \right]$$

$$= C_2 \int dk k f J_0(k\rho) J_{\mu=2}(k, \alpha_2) = C_2 \int dk k f J_0(k\rho) \frac{1}{k} \delta(k - \alpha_2) = C_2 f(\alpha_2 L) J_0(\alpha_2 \rho)$$

$$\text{Рассм. } \text{гип. (1)} \quad \lambda_x C_0 J_0(\alpha_0 \rho) = (\dots) J_0(\alpha_0 \rho) + \pi C_2 f(\alpha_2 L) J_0(\alpha_2 \rho),$$

то $\alpha_0 = \alpha_2$ (если $\alpha_0 \neq \alpha_2$ то $J_0(\alpha_0 \rho) \neq J_0(\alpha_2 \rho)$ и тогда $\lambda_x = 0$)

$$\rightarrow \text{Т.е. } \langle \rho | m_x(\vec{\rho}) = C_0 J_0(\alpha \rho) + C_2 J_2(\alpha \rho) \cos 2\varphi, \text{ с осью симметрии } x$$

но если $\alpha \rightarrow \infty$ $J_0(\alpha) = 0$, то $J_2(\alpha) = 0$ не выполняется (!).

$$(1) \left\{ \begin{aligned} \lambda_x C_0 &= -2\pi C_0 f(\alpha L) + \pi C_2 f(\alpha L) \\ \lambda_x C_2 &= 2\pi C_0 f(\alpha L) - 2\pi C_2 f(\alpha L) \end{aligned} \right\} \quad \left\{ \begin{aligned} \lambda_x &= -2\pi f + \pi C f \\ \lambda_x &= 2\pi f - 2\pi C f \end{aligned} \right\} \quad C = C_2/C_0$$

$$2\lambda_x = -\pi C f, \quad 0 = -4\pi f + 3\pi C f, \quad C = 4/3, \quad \lambda_x = -\frac{1}{2} \pi C f = -\frac{2}{3} \pi f(\alpha L) \quad - (3)$$

Тогда как в магнет. упорядоченном слое $\lambda_x^0 = -2\pi f(\alpha L)$. Небольшое см. с. с. с. с.

$\rightarrow$ Т.е. $\text{гип. } m_2(\rho) \cos 2\varphi$ резко нормализуется $|\lambda_x| \sim h_{\text{dip}}$, и магнет. упорядоченный слой.

Date Notes

Harmonische Bänder zu $m_n(p) \cos 4\varphi$?

Berechnen: $\int d\varphi' G_{xx}(\vec{p}, \vec{p}') \cos 2\varphi'$, $G_{xx}(\vec{p}, \vec{p}') = \text{Berechnen}$.

$$\begin{aligned} \rightarrow \int d\varphi' G_{xx}(\vec{p}, \vec{p}') \cos 2\varphi' &= \text{Re} \int d\varphi' G_{xx}(\vec{p}, \vec{p}') e^{i2\varphi'} = \text{Re} \int d\varphi' \left(-\frac{1}{\pi}\right) \int d^2k f \cos^2\varphi_k \times \\ &\times e^{i\vec{k}\vec{p}} e^{+i\vec{k}\vec{p}'} (\cos 2\varphi') e^{i2\varphi'} = \text{Re} \left(-\frac{1}{\pi}\right) \int d^2k f \cos^2\varphi_k e^{-i\vec{k}\vec{p}} \left[\int d\varphi' e^{i\vec{k}\vec{p}'} e^{i2\varphi'} \right] = \\ &= -\frac{1}{\pi} \text{Re} \int d^2k f \cos^2\varphi_k e^{-i\vec{k}\vec{p}} 2\pi i^2 e^{i2\varphi_k} J_2(kp') = 2 \text{Re} \int d^2k f J_2(kp') \int_0^{2\pi} d\varphi_k \cos^2\varphi_k e^{i2\varphi_k - i\vec{k}\vec{p}} = \\ &= 2 \text{Re} \int d^2k f \int d\varphi_k \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{2} (e^{i2\varphi_k} + e^{-i2\varphi_k}) \right] e^{i2\varphi_k} e^{-i\vec{k}\vec{p}} = \\ &= 2 \text{Re} \int d^2k f \left(-\frac{1}{2}\right) \int d\varphi_k [2e^{i2\varphi_k} + e^{i4\varphi_k} + 1] e^{-i\vec{k}\vec{p}} = \frac{2\pi}{2} \text{Re} \int d^2k f \left[2i^2 e^{i2\varphi} J_2(kp) + i^4 e^{i4\varphi} J_4(kp) + \right. \\ &\left. + i^0 e^{i0\varphi} J_0(kp) \right] = \pi \text{Re} \int d^2k f \left[-2J_2(kp) e^{i2\varphi} + J_4(kp) e^{i4\varphi} + J_0(kp) \right] = \\ &= \pi \int d^2k f J_2(kp') \left[J_0(kp) - 2J_2(kp) \cos 2\varphi + J_4(kp) \cos 4\varphi \right] \sim \text{B. von } \frac{2\pi}{\sqrt{1}} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \rightarrow \int d\varphi' G_{xx}(\vec{p}, \vec{p}') \cos 4\varphi' &= \text{Re} \int d\varphi' G_{xx}(\vec{p}, \vec{p}') e^{i4\varphi'} = -\frac{1}{\pi} \text{Re} \int d^2k f \cos^2\varphi_k e^{-i\vec{k}\vec{p}} \int d\varphi' e^{i\vec{k}\vec{p}'} e^{i4\varphi'} = \\ &= -\frac{1}{\pi} \text{Re} (-) 2\pi i^4 e^{i4\varphi_k} J_4(kp') = -2 \text{Re} \int d^2k f J_4(kp') \int_0^{2\pi} d\varphi_k \cos^2\varphi_k e^{-i\vec{k}\vec{p}} e^{i4\varphi_k} = \\ &= -2 \text{Re} \int d^2k f \int d\varphi_k \frac{1}{4} [2e^{i2\varphi_k} 2 + e^{i2\varphi_k} + e^{-i2\varphi_k}] e^{i4\varphi_k} e^{-i\vec{k}\vec{p}} = \\ &= -2 \text{Re} \int d^2k f \int d\varphi_k [2e^{i4\varphi_k} + e^{i6\varphi_k} + e^{i2\varphi_k}] e^{-i\vec{k}\vec{p}} = \\ &= -2 \text{Re} \int d^2k f J_4 \cdot \frac{1}{4} 2\pi [2i^4 e^{i4\varphi} J_4(kp) + i^6 e^{i6\varphi} J_6(kp) + i^2 e^{i2\varphi} J_2(kp)] = \\ &= -\pi \int d^2k f J_4(kp') [2J_4(kp) \cos 4\varphi - J_6(kp) \cos 6\varphi - J_2(kp) \cos 2\varphi] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \lambda_x [m_0(p) + m_2(p) \cos 2\varphi + m_4(p) \cos 4\varphi] &= \int d\vec{p}' \int d\varphi' G_{xx}(\vec{p}, \vec{p}') [m_0(p') + m_2(p') \cos 2\varphi' + m_4(p') \cos 4\varphi'] \\ &= \int d\vec{p}' \int d\varphi' \left[-2\pi \int d^2k f J_0(i) \{J_0 - J_2 \cos 2\varphi\} m_0(p') + \pi \int d^2k f J_2(i) \{J_0 - 2J_2 \cos 2\varphi + J_4 \cos 4\varphi\} m_2(p') \right. \\ &\left. + (-\pi) \int d^2k f J_4(i) \{2J_4 \cos 4\varphi - J_6 \cos 6\varphi - J_2 \cos 2\varphi\} m_4(p') \right], \quad \text{an } \frac{2\pi}{\sqrt{1}} \end{aligned}$$

$$\cos 2\varphi: \quad \lambda_x m_0(p) = \int d\vec{p}' \int d\varphi' \left[-2\pi \int d^2k f J_0(i) J_0 m_0(p') + \pi \int d^2k f J_2(i) J_0 m_2(p') \right]$$

$$\cos 2\varphi: \quad \lambda_x m_2(p) = \int d\vec{p}' \int d\varphi' \left[2\pi \int d^2k f J_0(i) J_2 m_0(p') - 2\pi \int d^2k f J_2(i) J_2 m_2(p') + \right. \\ \left. + \pi \int d^2k f J_4(i) J_2 m_4(p') \right], \quad (i) = kp', J_n \rightarrow J_n(kp)$$

$$\cos 4\varphi: \quad \lambda_x m_4(p) = \int d\vec{p}' \int d\varphi' \left[\pi \int d^2k f J_2(i) J_4 m_2(p') - 2\pi \int d^2k f J_4(i) J_4 m_4(p') \right]$$

$$\text{Berechnen } m_x(p) = m_0(p) + m_2(p) \cos 2\varphi + m_4(p) \cos 4\varphi, \quad m_n \sim J_n(xp)$$

Hierzu verwenden wir die Beziehung $\rho < 1$, r.k. $\rho \approx R$ für H_d^{00} verwenden.

Date

Notes

bug парциальных гармоник в разложении $C\Phi$;
 $m_0(\rho) = C_0 J_0(x\rho)$, $m_2(\rho) = C_2 J_2(x\rho)$, $m_4(\rho) = C_4 J_4(x\rho)$

$$\begin{cases} \lambda_x C_0 = -2\pi f C_0 + \pi C_2 f \\ \lambda_x C_2 = 2\pi f C_0 - 2\pi f C_2 + \pi f C_4 \\ \lambda_x C_4 = \pi f C_2 - 2\pi f C_4 \end{cases} \rightarrow \begin{cases} \lambda_x = -2\pi f + \pi B_2 f \\ \lambda_x B_2 = 2\pi f - 2\pi f B_2 + \pi f B_4 \\ \lambda_x B_4 = \pi f B_2 - 2\pi f B_4 \end{cases} \quad \begin{matrix} B_2 = C_2/C_0 \\ B_4 = C_4/C_0 \end{matrix}$$

Систему где λ_x, C на нег. сф. решена неверно. Итого:

$$\begin{cases} \lambda_x = -2\pi f + \pi C f \\ \lambda_x C = 2\pi f - 2\pi f C \end{cases} \quad \begin{matrix} \lambda_x(1+C) = -\pi f C \\ 2\lambda_x + \lambda_x C = -2\pi f, \lambda_x C = -2\pi f - 2\lambda_x \end{matrix} \quad m_x(\rho, \varphi) = J_0(x\rho) + \sqrt{2} J_2(x\rho) \cos 2\varphi$$

$$\lambda_x + \lambda_x C = \lambda_x - 2\pi f - 2\lambda_x = -2\pi f - \lambda_x = -\pi f C, \quad \lambda_x = -2\pi f + \pi f C$$

$$\frac{\lambda_x}{\pi f} = -2 + C \quad \frac{\lambda_x}{\pi f} C = 2 - 2C, \quad (C-2)C = 2 - 2C, \quad C^2 - 2C = 2 - 2C$$

$$C^2 = 2, \quad C = (2)^{1/2}, \quad \lambda_x = \pi f (C - 2) = \pi f (\sqrt{2} - 2) = -2\pi f \left(1 - \frac{\sqrt{2}}{2}\right)$$

Решено правильно где λ_x, B_2, B_4 .

$$\frac{\lambda_x}{\pi f} = -2 + B_2, \quad \frac{\lambda_x}{\pi f} B_2 = 2 - 2B_2 + B_4, \quad \frac{\lambda_x}{\pi f} B_4 = B_2 - 2B_4$$

$$\frac{\lambda_x}{\pi f} + 2 = B_2, \quad \left(\frac{\lambda_x}{\pi f} + 2\right) B_2 = 2 + B_4, \quad \left(\frac{\lambda_x}{\pi f} + 2\right) B_4 = B_2$$

$$B_2^2 = 2 + B_4 \quad \text{и} \quad B_2 B_4 = B_2, \Rightarrow B_4 = 1, \quad B_2^2 = 3, \quad B_2 = \sqrt{3}$$

$$\frac{\lambda_x}{\pi f} = B_2 - 2 = \sqrt{3} - 2, \quad \lambda_x = -2\pi f \left(1 - \frac{\sqrt{3}}{2}\right)$$

$$\rightarrow C\Phi: \quad \frac{1}{C_0} m_x(\rho, \varphi) = J_0(x\rho) + \sqrt{3} J_2(x\rho) \cos 2\varphi + J_4(x\rho) \cos 4\varphi$$

на основе углов φ при $\rho=1$ $\cos(\varphi), \cos 2\varphi$ и $\cos 4\varphi$ C_0 - из укл. $\rho=1$ на "1"

6/к

Итого: C_3 где сф. гармоники чис. факт с $\vec{M}_0$ и $\vec{M}_2$.

$$\rightarrow \lambda_x^0 = -2\pi f \quad ; \quad \lambda_x = -2\pi f \left(1 - \frac{\sqrt{2}}{2}\right) \quad \text{и} \quad \lambda_x = -2\pi f \left(1 - \frac{\sqrt{3}}{2}\right)$$

(регул. сф. гармоник.) (cos 2φ - гармон.) (углы cos 2φ и cos 4φ - гармон.)

Т.е. C_3 $|\lambda_x|$ и ω_0 увеличивается по мере увеличения

точности расчета $m_x^0(\vec{\rho})$ - сф. гармоники (углы на регул. сф. гармон.)

Но проблема выбора "x", который определяет форму $m_x^0(\rho, \varphi)$ и pinning в расходе, остается.

Как можно выбрать удобный параметр системы из-за того, где $\lambda_x, m_x(\rho)$ в биге разложение по $m_n(\rho) = C_n J_n(x\rho)$, "x" можно определить из:

• а) fitting to exp. data

• б) более абно эф. группировки. параметр условия при $\rho=1$, как где ω_0

→ Углы φ из-за $m_x(\rho)$ решено было выбрать.

SW 

→ Discussion with A. Rebei: on notation in chosen model. No LG-damping term more difficult to write in var. chosen. Business Diary. Bagnato tensor-damping как Sazonov. Sazonov's papers. разобраны.

Date Notes

Метод separation. разложения JAP'00 и разложения

$$m_x(p, \varphi) = \sum_{mn} \Lambda_{mn}^x J_m(\alpha_{mn} p) e^{im\varphi} \text{ и также сим. сфер. гарм. } \Lambda_{mn}^x$$

Решение задачи о G_{xx} $5/1x$ и разложении $\sum_n$, но поперек нормаль α_{mn} of Bessel's func.

$$\sum_n \Lambda_{mn}^x J_m(\alpha_{mn} p) = m_m(p) = J_m(\alpha p) \text{ и } m_x(p, \varphi) = \sum m_m(p) \cos m\varphi$$

$$\text{by the way } m \rightarrow \mu, \sum_n \Lambda_{\mu n}^x J_\mu(\alpha_{\mu n} p) = m_\mu(p) = J_\mu(\alpha p) \text{ и}$$

$$\text{use } \varphi \quad m_x(p, \varphi) = \sum_\mu m_\mu(p) \cos \mu\varphi, \mu = \text{int}, \mu \geq 0.$$

$$\text{But } m_\mu(p) = J_\mu(\alpha p) \text{ можно доказать в пределе } p \rightarrow 0.$$

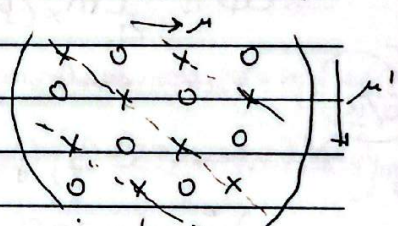
$$\text{T.k. } m_x(p, \varphi) = \sum_\mu C_\mu J_\mu(\alpha p) \cos \mu\varphi, \quad C_\mu \text{ не убывает с ростом } \mu,$$

то это разложение можно расщепить как разложение по $\frac{p}{R}$, всего две $J_2(\alpha p), J_4(\alpha p) \approx 0$ при $p/R \ll 1$ (как αR - величина).

$$J_2(\alpha p) \cos 2\varphi, J_4(\alpha p) \cos 4\varphi - \text{все не убывает в пределе } p \ll R,$$

где $H_{int} \approx 0$ и разложение $m_x(p, \varphi)$ состоит ≈ 0 всего одна.

→ Предположение $m_x(p, \varphi) \approx J_0(\alpha p)$, $p \leq R$ получается разложением по "x" и предположение "pinning" при $p=R$ типа $x J_n'(x) + d J_n(x)$ не имеет. Вместо "d" - pinning параметра (характерно $f_{mn}/R = \alpha_{mn}$) имеет параметр "x".

→ Матрица элементов J_μ - и где $m_\mu(p) =$  $\mu = \mu'$ и $\mu = \mu' \pm 2$

$$\text{Если } m_x(\vec{p}) = \sum_\mu C_\mu J_\mu(\alpha p) \cos \mu\varphi,$$

то C_μ зависят как от p убывает с ростом μ , иначе у нас первых элементов по μ неограничен (матрица элементов зависит с ростом μ).

→ Мысно доказано $(d\varphi' G_{xx}(\vec{p}, \vec{p}')) \cos \mu\varphi$ как $f(\mu)$.

$$\begin{aligned} \forall \mu: \int_0^{2\pi} d\varphi' G_{xx}(\vec{p}, \vec{p}') \cos \mu\varphi &= -\frac{1}{\pi} \text{Re} \int d^2k f \cos^2 \varphi_k e^{-i\vec{k}\vec{p}} \int d\varphi e^{i\vec{k}\vec{p}'} e^{i\mu\varphi} = \\ &= -\frac{1}{\pi} \text{Re} \int d^2k f \cos^2 \varphi_k e^{-i\vec{k}\vec{p}} 2\pi i^\mu e^{i\mu\varphi_k} J_\mu(kp') = -\frac{1}{\pi} \text{Re} \int d^2k f J_\mu(kp') 2\pi i^\mu \times \\ &\times \int d\varphi_k \frac{1}{2} \left[1 + \frac{1}{2} e^{i2\varphi_k} + \frac{1}{2} e^{-i2\varphi_k} \right] e^{-i\vec{k}\vec{p}} e^{i\mu\varphi_k} = -\frac{2\pi}{\pi} \frac{1}{4} \text{Re} \int d^2k f J_\mu(kp') i^\mu \int d\varphi_k \left[2e^{i\mu\varphi_k} + e^{i(\mu+2)\varphi_k} + e^{i(\mu-2)\varphi_k} \right] e^{-i\vec{k}\vec{p}} = \\ &= -\frac{1}{2} \text{Re} \int d^2k f J_\mu(kp') i^\mu \left[2i^\mu e^{i\mu\varphi} J_\mu + i^{\mu-2} e^{i(\mu-2)\varphi} J_{\mu-2} + i^{\mu+2} e^{i(\mu+2)\varphi} J_{\mu+2} \right] = \end{aligned}$$

$$\int d\varphi' G_{xx} = -2\pi \int dk k f J_0(1) [J_0 - J_2 \cos 2\varphi] \quad \text{Seagate Business Diary}$$

$\int d\varphi' G_{xx}(\varphi, \varphi')$ абн. и симметричен
($\mu=0$) ввиду на 102 и 202 градуса.

$$\begin{aligned} \text{Date} \quad \text{Notes} \\ &= -\pi \operatorname{Re} \int dk k f J_\mu(1) i^{2\mu} [2e^{i\mu\varphi} J_\mu - e^{i(\mu-2)\varphi} J_{\mu-2} - e^{i(\mu+2)\varphi} J_{\mu+2}] = \left| \frac{\mu=200}{i^{2\mu}=1} \right| = \\ &= -\pi \int dk k f J_\mu(k\rho) [2J_\mu(k\rho) \cos \mu\varphi - J_{\mu-2}(k\rho) \cos(\mu-2)\varphi - J_{\mu+2}(k\rho) \cos(\mu+2)\varphi] \end{aligned}$$

Т.е. коэф. в матрице где C_μ или B_μ , λ_x - собственные (см. 5/18)
 диагональ $-2\pi f$ - diagonal, πf - nondiagonal ($\mu = \mu' \pm 2$) и от " μ " не зависит в итоге $\beta \ll 1$,
 ($\mu = \mu'$)

тогда $A_{\mu\mu}(k, k') = \int_0^R J_\mu(k\rho) J_\mu(k'\rho) \rho d\rho = \frac{1}{2} \delta(k-k')$ и от " μ " не зависит, а сф. $J_\mu(x\rho)$.

Если $\beta \ll 1$, то коэф. конечно нагнет с ростом " μ ", матрица
 системы будет конечна, но не макс. разность системы ит. уравнений с
 симм. диагональ. А где $\beta \rightarrow 0$ сф. $J_\mu(x\rho)$ известны, но матрица - бесконечна.

Можно, например, учесть cos φ - члены в разл. 5/18

$$\begin{aligned} \mu=0 & \left\{ \begin{aligned} \lambda_x &= -2\pi f + B_2 f \pi \\ \lambda_x B_2 &= 2\pi f - 2\pi f B_2 + \pi f B_4 \end{aligned} \right. \\ \mu=2 & \left\{ \begin{aligned} \lambda_x B_4 &= \pi f B_2 - 2\pi f B_4 + \pi f B_6 \end{aligned} \right. \\ \mu=4 & \left\{ \begin{aligned} \lambda_x B_6 &= \pi f B_4 - 2\pi f B_6 \end{aligned} \right. \end{aligned} \quad \begin{aligned} \lambda_x \rightarrow \frac{\lambda_x}{\pi f} \\ f = f(\omega) \end{aligned} \quad \left\{ \begin{aligned} \lambda_x &= B_2 - 2 \\ \lambda_x B_2 &= 2 - 2B_2 + B_4 \\ \lambda_x B_4 &= B_2 - 2B_4 + B_6 \\ \lambda_x B_6 &= B_4 - 2B_6 + B_8 \end{aligned} \right. \quad \begin{aligned} (1) \\ (2) \\ (3) \\ (4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \lambda_x + 2 &= B_2, \quad (\lambda_x + 2) B_2 = B_4 + 2, \quad (\lambda_x + 2) B_4 = B_2 + B_6, \\ (\lambda_x + 2) B_6 &= B_4. \quad B_2^2 = B_4 + 2, \quad B_2 B_4 = B_2 + B_6, \quad B_2 B_6 = B_4 + B_8 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} B_2^2 B_4 &= B_2^2 + B_6 B_2 \Rightarrow (B_4 + 2) B_4 = B_4 + 2 + B_4 = 2B_4 + 2, \quad B_4^2 = 2 \\ B_4 &= \sqrt{2}, \quad B_2^2 = \sqrt{2} + 2, \quad B_2 = \sqrt{2 + \sqrt{2}}, \quad B_6 = B_2(B_4 - 1) \end{aligned}$$

Обозн. $\rightarrow$ Хармане с $\mu=4$ $B_\mu B_2 = B_{\mu-2} + B_{\mu+2}$, где $\mu=0, 2$ особые: $\left\{ \begin{aligned} \lambda_x + 2 &= B_2 \\ B_2^2 &= B_4 + 2 \end{aligned} \right.$

$$B_6 = \sqrt{2 + \sqrt{2}} (\sqrt{2} - 1) = \sqrt{2} (\sqrt{2} + 1) (\sqrt{2} - 1)$$

$$\rightarrow \lambda_x = -2 + B_2 = -2 + \sqrt{2 + \sqrt{2}} = -2 \left[1 - \frac{1}{2} \sqrt{2 + \sqrt{2}} \right] \pi f \quad \text{то 200 га! Неужели сходящаяся?}$$

$$B_2 = \sqrt{2 + \sqrt{2}}, \quad B_4 = \sqrt{2}, \quad B_6 = (B_4 / B_2) = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{2 + \sqrt{2}}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\sqrt{2}}{2}}}$$

$$\rightarrow m_x(\varphi, \varphi) = J_0(x\rho) + \sqrt{2 + \sqrt{2}} J_2(x\rho) \cos 2\varphi + \sqrt{2} J_4(x\rho) \cos 4\varphi + \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\sqrt{2}}{2}}} J_6(x\rho) \cos 6\varphi$$

$$\text{Упрощаем } \int d\varphi' G_{xx}(\vec{r}, \vec{r}') = -\pi \int dk k f J_0(k\rho) [2J_0 - J_2 \cos 2\varphi - J_2 \cos 2\varphi] =$$

$$= -2\pi \int dk k f J_0(k\rho) [J_0(k\rho) - J_2(k\rho) \cos 2\varphi] - \text{верно, совм. с 26/11}$$

то у-га $\mu \geq 0$ по симметрии.

$\rightarrow$ Прямое следствие $B_2^2 = B_4 + 2, B_\mu B_2 = B_{\mu-2} + B_{\mu+2}, \mu \geq 4, \mu = 4, 6, 8 \dots$
 тогда $(\lambda_x / \pi f) = -2 + B_2$ - собственные спектра SW $\odot$ $\mu / \mu \beta \ll 1$.

Date

Notes

$$B_2^2 = B_4 + 2, \quad B_\mu B_2 = B_{\mu-2} + B_{\mu+2}$$

$$B_{\mu-2} B_2 = B_{\mu-4} + B_\mu, \quad B_{\mu+2} B_2 = B_\mu + B_{\mu+4}$$

$$B_\mu = B_{\mu-2} B_2 - B_{\mu-4}, \mu \geq 6. \quad B_\mu B_2^2 = B_{\mu-2} B_2 + B_{\mu+2} B_2 = \\ = B_{\mu-4} + B_\mu + B_\mu + B_{\mu+4} = 2B_\mu + B_{\mu-4} + B_{\mu+4}$$

Единично B_8 , во Eq. (1) - (3) не употребуваме, но

$$(1) \text{ case } \lambda_1 B_6 = B_4 - 2B_6 + B_8 \text{ или } B_2 B_6 = B_4 + B_8, a$$

$$(5) \rightarrow B_2 B_8 = B_6 + B_{10}$$

$$B_2^2 = B_4 + 2, \quad B_2 B_4 = B_2 + B_6, \quad B_2 B_6 = B_4 + B_8, \quad B_2 B_8 = B_6$$

$$B_2^2 B_4 = B_2^2 + B_6 B_2 \rightarrow B_4(B_4 + 2) = B_4 + 2 + B_2 B_6$$

$$B_2^2 B_6 = B_4 B_2 + B_8 B_2 \rightarrow (B_4 + 2) B_6 = B_2 + B_6 + B_6 = B_2 + 2B_6$$

$$\text{Од } B_4 B_6 = B_2, \quad (B_2 B_6) B_4 = B_2^2, \rightarrow [B_4^2 + 2B_6 - B_4 - 2] B_4 = B_4 + 2 \\ B_4^2 + B_4^2 - 3B_4 - 2 = 0 \text{ - голема грешка.}$$

$$\left. \begin{array}{l} B_2^2 = B_4 + 2 \\ B_4 B_6 = B_2 \\ B_2 B_4 = B_2 + B_6 \end{array} \right\} \begin{array}{l} B_2^2 B_4 = B_2^2 + B_2 B_6, \quad (B_4 + 2) B_4 = B_4 + 2 + B_2 B_6 \\ B_6 = B_2 / B_4, \quad B_2 B_4 = B_2 + B_2 / B_4, \quad B_4 = 1 + \frac{1}{B_4} \\ B_4^2 - B_4 - 1 = 0, \quad B_4 = \frac{1}{2} [1 \pm \sqrt{1^2 - 4(-1)}] = \frac{1}{2} [1 \pm \sqrt{5}] \end{array}$$

$$B_2^2 = 2 + B_4 = 2 + \frac{1}{2} [1 \pm \sqrt{5}] = \frac{5}{2} \pm \sqrt{5}, \quad B_2 = \sqrt{\frac{5}{2} \pm \sqrt{5}}$$

$$\lambda_1 = -2 + \sqrt{\frac{5}{2} \pm \sqrt{5}}, \text{ наг брзина } \dots, \text{ уште } \lambda_1 \text{ е поголемо } > 0. \quad B_6 = \frac{\sqrt{5/2 - \sqrt{5}}}{1 - \sqrt{5}}$$

$$\frac{1}{\pi} \lambda_1 = -2 + \sqrt{\frac{5}{2} - \sqrt{5}} = -2 \left[1 - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{5}{2} - \sqrt{5}} \right], \text{ нг. нг.}$$

Одигро постои не брзина еквивалентна на B_μ . **Eff. pinning - cylinder**

Фран. уст. π " како напрег. цилиндри на уст. цилиндри $m_x(p) \approx J_0(xp)$.

$$\lambda_x m_x(p) = \int g^*(p, p') m_x(p') p' dp', \quad g^*(p, p') = -2\pi \int dk k f(k) J_0(kp) J_0(kp')$$

$$p=R, \quad \lambda_x m_x(1) = \int dp' p' g^*(1, p') m_x(p'); \quad \lambda_x \frac{\partial m_x(p)}{\partial p} = \int dp' p' \frac{\partial g^*(p, p')}{\partial p} m_x(p')$$

$$\frac{\partial g^*}{\partial p} = -2\pi \int dk k f \frac{\partial J_0(kp)}{\partial p} J_0(kp') = 2\pi \int dk k^2 f J_1(kp) J_0(kp')$$

$$\lambda_x \frac{\partial m_x}{\partial p} \Big|_{p=1} = \int dp' p' 2\pi \int dk k^2 f J_1(k) J_0(kp') m_x(p') \text{ - нг. нг.}$$

Брзина уште не е познато како $m_x(p') = m_x(p) + m'_x(p)(p'-p)$

$$\int dp' p' g^*(p, p') m_x(p') = \int dp' p' (-2\pi) \int dk k f J_0(kp) J_0(kp') [m_x(p) + m'_x(p)(p'-p)]$$

$$\int_0^1 dp' p' J_0(kp') = \frac{1}{k^2} \int_0^k x J_0(x) = \frac{1}{k^2} x J_1(x) \Big|_0^k = \frac{1}{k} J_1(k)$$

$$\int dp' p'^2 J_0(kp') = F_0(k)$$

Date

Notes

$$\lambda_x m_x(\rho) = (-2\pi) \int dk k f(\beta k) J_0(k\rho) \frac{J_1(k)}{k} \cdot m_x(\rho) + m'_x(\rho) \left[(-2\pi) \int dk k f(\beta k) J_0(k\rho) \times \right. \\ \left. + \left\{ F_0(k) - \frac{\rho}{k} J_1(k) \right\} \right]$$

$$1) \rho=0: \quad \lambda_x m_x(0) = (-2\pi) \int dk f(\beta k) J_1(k) \cdot m_x(0) + m'_x(0) (-2\pi) \int dk k f(\beta k) F_0(k) \\ \left[\int dk k f(\beta k) F_0(k) \right] \cdot m'_x(0) + \left[\frac{\lambda_x}{2\pi} + \int dk f(\beta k) J_1(k) \right] m_x(0) = 0$$

$$\Phi_1(\beta) \cdot m'_x(0) + \Phi_2(\beta, x) m_x(0) = 0$$

$$\rho=0: \quad \frac{\partial m_x}{\partial \rho} + d_0(\beta, x) m_x = 0, \quad m_x(\rho) = J_0(x\rho), \quad \frac{\partial m_x}{\partial \rho} = -J_1(x\rho) \cdot x$$

$$\frac{\partial m_x(0)}{\partial \rho} = 0, \quad m_x(0) = 1 \Rightarrow d_0(\beta, x) = \frac{\Phi_2(\beta, x)}{\Phi_1(\beta)} = 0, \quad \Phi_2(\beta, x) = 0$$

$$0 = \Phi_2(\beta, x) = \frac{\lambda_x}{2\pi} + \int dk f(\beta k) J_1(k) = \left| \lambda_x = -2\pi f(\beta x) \right| = -f(\beta x) + \int dk f(\beta k) J_1(k)$$

$$f(\beta x) = \int dk f(\beta k) J_1(k) - \text{условие сопряжения, можно}$$

рассм. как градиент на pinning parameter " β ".

$$\rightarrow 2) \rho=1: \quad \lambda_x m_x(1) = (-2\pi) \int dk f(\beta k) J_0(k) J_1(k) \cdot m_x(1) + m'_x(1) \times$$

$$\times \left[(-2\pi) \int dk k f(\beta k) J_0(k) \left\{ F_0(k) - \frac{J_1(k)}{k} \right\} \right]$$

$$\left[D(\beta) - E(\beta) \right] m'_x(1) + \left[\frac{\lambda_x}{2\pi} + E(\beta) \right] m_x(1) = 0, \quad m_x(\rho) = J_0(x\rho)$$

$$\text{Def. } D(\beta) = \int dk k f(\beta k) J_0(k) F_0(k), \quad E(\beta) = \int dk f(\beta k) J_0(k) J_1(k)$$

$$\rho=1: \quad \frac{\partial m_x}{\partial \rho} + d_1(\beta, x) m_x = 0, \quad d_1(\beta, x) = \frac{-f(\beta x) + E(\beta)}{D(\beta) - E(\beta)}$$

$$\left(-x J_1(x) + d_1(\beta, x) J_0(x) \right) = 0 - \text{уп-е на } "x(\beta)" \quad \text{pinning in plane to cylinder}$$

Важно, too strong pinning $x = x_{on}$ не есть решение.

"Free spins" $x=0$, same не есть решение.

Note:

$\rightarrow$ Аналогично управлению бинарными ef. pinning upon polarization (Ф & mag. mag. $\{x^1(\dots), \{y^1(\dots)$ можно использовать и для "vortex radial" modes и для "rectangular" elements. (21/11)

$\rightarrow$ Due rectan. (square) elements $m_{mn}^* = \cos(\frac{\pi m x}{a}) \mu_n(y)$, $\log \mu_n(y) \sim \log(\frac{\pi y}{a})$ не осязает при $\rho \rightarrow 0$, можно рассм. загеру на (Ф, СЗ) где $m_{mn}^*(x, y) \rightarrow m_n^*(x)$ с аргументом $G_n^{xx}(x) = \langle n | G_{xx}(x, y) | n \rangle$, $G_{n=0}^{xx}(x) = \frac{2 \ln |x-x'|^2}{|x-x'|^2 + \rho^2}$ - SW-wires,

$G_n^{zz}(x, y) \sim K_0(\sqrt{\rho^2 + (x-x')^2})$ и др. $G_n^{xx}(x, x') \sim K_1(\sqrt{\rho^2 + (x-x')^2})$ - ?

SW

Date _____

Notes

$$8/\sqrt{x}$$

Increase pressure gradually till of printing "2" give saturated cylindrical dot.

$$2R = 15 \mu\text{m} \rightarrow \beta = 1/75 \quad \text{u} \quad 2R = 5 \mu\text{m} \rightarrow \beta = 0.04 = 1/25$$

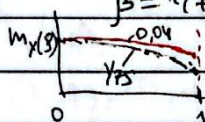
Ramans
w/ $\mu \beta = \text{const}$

$$d_1(\rho, x) = \frac{x J_1(x)}{J_0(x)}$$

$p = 0.04$ gives $x(0.04) = 0.69$

$\beta = 1/75$ gaer $\alpha(1/75) = 0.74$

$$\underline{m_x(s) = J_0(xp) - \text{ef. C}\Phi.}$$



— coperno, 300 noton uniform
nodes, pinning craters c
poison "B".

$$\alpha(V_{rs}) = 0.74 \text{ ges. benutzte } H_{255} = -28 \text{ GeV} \quad (+26 \text{ GeV na exp.)}$$

$$\alpha(1/25) = 0.69 \text{ gauss} \quad H_{\text{eff}} = -204 \text{ Oe} \quad (-11 \text{ Oe na exp})$$

T.e. α не рогае.

$$d_1(\beta, x) \leq 0 \text{ — сгруппировать}$$

Надо найти, для $x \geq 2.4$ (вплоть до 1-го корня $J_0(x) = 0$), $m(x)/J_0(x)$

тогда $\frac{\partial m_x}{\partial g} + d_1 m_x \Big|_{p=1} = 0$ берем.

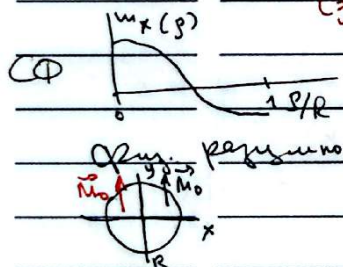
Heavy rain:

$$\alpha(1/75) = 3.35 \rightarrow H_{eff}(V_{75}) = 25.2 \text{ GeV} \quad (26 \text{ GeV} - \text{exp})$$

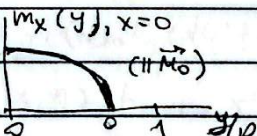
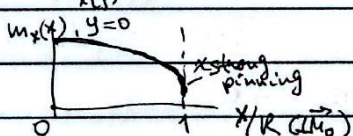
$$\alpha(1/25) = 3.25$$

$$H_{eff}(1/25) = 122.5 \text{ Ge} \quad (-11 \text{ Ge} - \text{exp.})$$

maxo
cabrag.



с узовом ($x > 2.4$) — много а при этом значение f не ок. 0.



т.е. $f(x, y)$ —
функция более
высокого порядка
зависит от „ y “
($Oy \parallel \Pi_0$).

Төрөл
новаторска:
(чингиз)

Для осн. моды цилиндра $\approx$ закон дисперсии (см. 5.17)

$$\frac{1}{f^2} \omega_0^2 \approx 4\pi M_s (H + H_0 - \lambda_x M_s), \quad \lambda_x = -2\pi f(\alpha\beta) \text{ given}$$

paguan. magn $m_x(p) = J_0(\alpha p)$

$$\text{Gap field: } H_{\text{eff}} = 4\pi M_s \cdot \left(\frac{\omega_0}{\omega_M}\right)^2, \quad \left(\frac{\omega_0}{\omega_M}\right)^2 = \frac{1}{4\pi M_s} (H + H_d^{00} - \lambda_x M_s) = \frac{1}{4\pi M_s} (H_d^{00} - \lambda_x M_s)$$

~~$$\text{См. 18/12: } \left(\frac{\omega_0}{\omega_n}\right)^2 = G_{01}(p, x) = \frac{1}{2} f(p, x) - H_{01}(p, x) + H_k, \quad H_{01} - \text{настройка элемента } N_{01}(p)$$~~

Es gilt $H_2^0 \rightarrow H_2^0(\mathcal{P}) = H_2(\mathcal{P})$ u. bsp.weise z.B. $H_2(\mathbb{P}^2) = 0$ $H_0 = -\frac{1}{\text{Vol}}, H_4 > 0$

$$\text{то } \frac{\omega^2}{\omega_A^2} = H + H_d(p) + \frac{1}{2} f(\beta x) \quad \text{и} \quad \textcircled{4} \text{ регулярное } m_x(p) = J_0(\alpha p),$$

$$\text{Bsp. 10: } H_2(p) = H + H_1 + H_2(p)$$

$$\frac{\omega^2}{\omega_0^2} = \mu_i(\rho) + \frac{1}{2} f(\beta x) \approx \mu_i(\rho) + \frac{1}{4} \beta x$$

$$\alpha(\rho) = \left[\left(\omega/\omega_M \right)^2 - H_L(\rho) \right] \frac{4}{\beta}$$

$$2 \int_{\gamma} d\varphi \, x(\varphi) = \pi$$

no $x(p)$ passes p^4
a new ageer.

Notes

2) $\int dp \, x(p) = \pi$ u/w $\text{gkamer} (w_0 \text{ u/w } H_{\text{res}} = \text{const})$ $H_{\text{res}} \text{ u/w } w_0 = \text{const}$

$$\frac{\omega^2}{f^2} = 4\pi M_s (f_1 + f_{eff})$$

Несно. продолжить.

Terga $d_1(\beta) = \frac{E(\beta) - f(\beta_{\text{do}})}{D(\beta) - E(\beta)}$, $d_1(\beta \rightarrow 0) \rightarrow \infty$ garsino.

Но $d_1(\beta) < 0$ вие неправо, нпробогие к $x > d_0 = 2,40$.



$$H_{0n}(\beta) = \left(\frac{1}{4\pi M_s} \right) \frac{1}{A_{Bn}} \int d^2 p \, H_d^y(p, \varphi) m_{0n}^2(p) \approx$$

Ex. 23/51: $I_0(\beta, p=0) \approx \frac{1}{4} \beta$, $\beta \ll 1$.

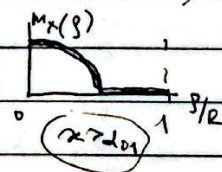
$$G_{01}(\beta, x) = \frac{1}{4}\beta(x-1) + H_k, \quad H_k \approx \frac{4.00}{10.5 \text{ koe}} \text{ orono mano} \approx 4.10^{-4}$$

 $\alpha > 2.40$, i.e. freq. gap $\forall \beta$ exists $G_{01} > 0$

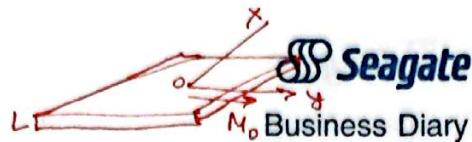
→ Тогда, кроме того с уменьш. R , локализация SL упр. р. то
расчет $\frac{x}{p}$ - расчет, где $G(\beta, x) \sim \beta(x-1)$ расчет.

Ито эксперимент гласит: газ падает с уменьшением R ,
 следовательно < 0 (-11 де) где $R = 5 \text{ см}$. ПРОТИВОДЕЙСТВУЮЩЕ!
 (Patwari в начале гласит -8 де, а затем -11 де при $R = 5 \text{ см}$)

→ Функция здесь $m_x(p) = \begin{cases} J_0(xp), & J_0(xp) > 0 \\ 0, & J_0(xp) \leq 0 \end{cases}$



$\vec{Q}_y \parallel \vec{N}_0$



SW - rectangular (square) elements

Date

Notes

Due rectangular element $\vec{Q}_y$ yep. no z, z' (assume)

$$g_{dp}(\vec{r}, \vec{r}') = -\frac{1}{\pi} \int d\vec{k} \frac{k_x k_p}{k^2} f(kL) e^{i\vec{k}(\vec{r}-\vec{r}')} ; g_{zz}(\vec{r}, \vec{r}') = -\frac{1}{\pi} \int d\vec{k} \frac{1-e^{-kL}}{kL} e^{i\vec{k}(\vec{r}-\vec{r}')}$$

$$g_{zz}(k_y; x, x') = \frac{4}{L} \left[K_0(k_y \sqrt{(x-x')^2 + L^2}) - K_0(k_y |x-x'|) \right]$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} dk_x \frac{e^{-kL}}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}} \cos k_x(x-x') = 2 K_0[k_y \sqrt{(x-x')^2 + L^2}]$$

$$g_{zz}(\vec{r}, \vec{r}') = g_{zz}(\vec{r}-\vec{r}') = g_{zz}(x-x', y-y') = g_{zz}(z, y), \quad \begin{matrix} z = x-x' \\ y = y-y' \end{matrix}$$

$$g_{zz}(z, y) = -\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dk_x dk_y \frac{1-e^{-kL}}{kL} e^{ik_x z} e^{ik_y y} = -\frac{1}{\pi} \int dk_y \cos k_y y \left[\int dk_x \frac{1-e^{-kL}}{kL} \cos k_x z \right] =$$

$$= -\frac{1}{\pi L} \int dk_y \cos k_y y \cdot 2 \left[K_0(k_y |z|) - K_0(k_y \sqrt{z^2 + L^2}) \right] = \frac{1}{2\pi} \int dk_y \cos k_y y g_{zz}(k_y, z)$$

$$g_{zz}(k_y, z) = \frac{4}{L} \left[K_0(k_y \sqrt{z^2 + L^2}) - K_0(k_y |z|) \right], \quad k_y = 0 \text{ as SW-wires}$$

→ Due rectan. elements ($y \parallel \vec{N}_0$)

$$\lambda_x m_x(x, y) = \int dx' dy' g_{xx}(x-x', y-y') m_x(x', y')$$

No y' of under bug $\cos(\frac{\pi y}{L} n) = \cos(q_n y), \quad q_n = \frac{\pi n}{L}$

$$\lambda_x m_x(x) \cos(q_n y) = \int dx' dy' g_{xx}(x-x', y-y') m_x(x') \cos(q_n y'), \quad y_{max} \cos q_n y = \int dy(\dots)$$

$$\lambda_x m_x(x) \int_{-L/2}^{L/2} dy \cos^2(q_n y) = \int dx' \left[\int dy dy' g_{xx}(z, y-y') \cos q_n y \cdot \cos q_n y' \right] m_x(x')$$

$$a_n = \int_{-L/2}^{L/2} dy \cos^2 q_n y, \quad \rightarrow g_{xx}^n(z) = \frac{1}{a_n} \int dy dy' g_{xx}(z, y-y') \cos q_n y \cdot \cos q_n y'$$

$$\lambda_x^n m_x(x) = \int dx' g_{xx}^n(x-x') m_x(x'), \quad \lambda_x^n = C3 \text{ or } g_{xx}^n \subset q_y = q_n$$

$$\lambda_x m(x) = \int dx' g(x-x') [m(x) + m'(x)(x'-x)] = m(x) \int_{-w/2}^{w/2} dx' g(x-x') +$$

$$+ m'(x) \int_{-w/2}^{w/2} dx' g(x-x') (x'-x) = \left| \begin{matrix} x'-x=z \\ dx'=dz \end{matrix} \right| = m(x) \int_{-\frac{w}{2}-x}^{\frac{w}{2}-x} dz g(z) + m'(x) \int_{-\frac{w}{2}-x}^{\frac{w}{2}-x} dz z g(z)$$

$$I_s(x) = \int_{-\frac{w}{2}-x}^{\frac{w}{2}-x} dz z^5 g(z)$$

$$\lambda_x m(x) = I_0(x) m(x) + I_1(x) m'(x)$$

if $x = -\frac{w}{2} : \lambda_x m(-\frac{w}{2}) = I_0(-\frac{w}{2}) m(-\frac{w}{2}) + I_1(-\frac{w}{2}) m'(-\frac{w}{2}) \Rightarrow \frac{\partial m}{\partial x} + d_x m = 0$

$$d_x = [I_0(-w/2) - \lambda_x] / I_1(-w/2), \quad I_s(-w/2) = \int_{-\frac{w}{2}}^{\frac{w}{2}} dz z^5 g(z), \quad p = \frac{L}{w} \ll 1$$

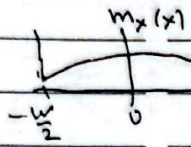
Due λ_x naga bera zafabornas $\lambda_x(p \rightarrow 0) = -4\pi f(pq) \frac{q_z^2}{q^2}, \quad q^2 = q_x^2 + q_y^2$, korga pinning $\parallel$ ox oco strong $q_x^0 = \frac{\pi m}{w}$, CD $m_x(x) = \cos(q_x^0 x)$.

Date

Notes

Oscillations in $g(\xi) = g_{xx}(\xi)$.

$$g_{xx}(\xi, \eta) = \frac{1}{2\pi} \int dk_y \cos k_y \eta \cdot g_{xx}(k_y, \xi), \quad g_{xx}(k_y, \xi) = \int d\eta g_{xx}(\xi, \eta) \cos k_y \eta$$



$$m'_x(-w/2) > 0, \quad m'_x(w/2) > 0, \quad \text{r.k. } 2\pi \text{ pinning } d_x''$$

$$\frac{\partial m_x}{\partial x} + d_x m_x = 0, \quad d_x < 0$$

Pinning 110x rectan. element $d_x(\beta) = \frac{[I_0(-w/2) - \lambda_x^0]}{I_1(-w/2)}$, $I_2(-w/2) = \int d\xi \xi^2 g(\xi)$, $x^2 = \xi_x^2 + \xi_y^2$

U zgor $g_x = \frac{m\pi}{w}$ - strong pinning $\lambda_x^0 = \lambda_x(p \rightarrow 0) = -4\pi f(xL) \frac{\xi_x^2}{x^2}$
 $I_2(-w/2)$ - zabucos o β zopoz $g(\xi, \beta)$. $\lambda_x^0 \approx -4\pi p \frac{\xi_x^2}{x^2}$

$$g_{xx}^n(\xi) = \frac{1}{a_n} \int d\eta d\eta' g_{xx}(\xi, \eta - \eta') \cos \eta \eta' \cos \eta \eta' = \left| \begin{matrix} \eta - \eta' = \eta \text{ u u} \\ \eta' - \eta = \eta \\ d\eta' = d\eta \end{matrix} \right| =$$

$$= \frac{1}{a_n} \int_{\eta/2}^{\eta/2} d\eta g_{xx}(\xi, \eta) \cos \eta \eta \cos \eta (\eta + \eta) =$$

$$= \frac{1}{a_n} \int_{\eta/2}^{\eta/2} d\eta \cos \eta \eta \cdot \int_{-\eta/2}^{\eta/2} d\eta' g_{xx}(\xi, \eta') [\cos \eta \eta' \cos \eta \eta' - \sin \eta \eta' \sin \eta \eta']$$

Klago namu $g_{xx}(k_y, \xi)$,

$$g_{xx}(\xi, \eta) = -\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d^2 k \frac{k_x^2}{k^2} f(kL) e^{ik_x \xi} e^{ik_y \eta} = -\frac{1}{\pi} \int dk_x dk_y \frac{k_x^2}{k^2} f(kL) \cos k_x \xi \cos k_y \eta$$

$$\int dk_x \frac{k_x^2}{k^2} f(kL) \cos k_x \xi = \int dk_x \left[1 - \frac{k_y^2}{k_x^2 + k_y^2} \right] f(kL) \cos k_x \xi$$

→ An. ananour. pacer 12/12, 16/12, van a crutan

$G_{xx}^{nn}(\eta, \eta') = \int dx dx' \cos \eta x \cos \eta' x' \cdot G_{xx}(xx'; \eta \eta')$ - mas/mr. zimenen
 na $\cos \eta x$. C kom. go zimenen $x \approx y''$ no bre rabus, ronois un. $\frac{k_x^2}{k^2}$ u ronois
 Tan penavos zagar o CP $\mu_n(\eta)$, oy $\parallel \vec{m}_0$ u uenozobavos
 agpo $K_0(q_x | \eta - \eta')$.

$$\lambda_x^0 = \lambda_x(p \rightarrow 0) = -4\pi f(pq) \frac{\xi_x^2}{\xi_x^2 + \xi_y^2} = |\eta_y = \pi, \eta_x = \pi| = -2\pi f(pq)$$

Date 9/ix Notes

Magnetic noise in GMR heads (CPP heads)

Модель - грав. бочинковидный SW с гравированными элементами, т.е. канавки rectangular elements.



Узел магнитного элемента и магнитосенс. бочинковидный.

Результат: CoFe, spacer - Ru. Pinned (F2) и free layer из одного материала.

Два типа сенсоров - GMR: 1) spin-valve (гравир.) heads; 2) ML heads типа CPP - F/N/F/N...

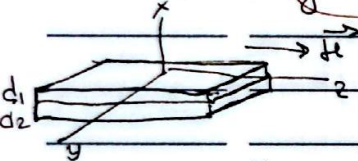
Технология CPP/GMR head stack (J. Zhu):

1) CoFe (1nm)/Cu (1.8nm) x 6

2) CoFe (nm)/Ru (nm)

ФМ'87 расчет гравир. элементов (узел тонких слоев здесь как раз и упрощен)

$$\frac{1}{2} \omega_1 = \left(H(H + 4\pi m_+) \right)^{1/2}, \quad \omega_2 = H_2 - \alpha' m_+, \quad \alpha' \text{ со FM}$$

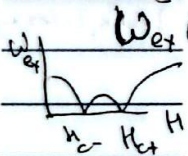


$$F_{ex} = + \alpha' \vec{m}_1 \vec{m}_2, \quad \alpha' = \alpha / v_1 v_2, \quad m_i = M_i v_i, \quad v_i = \frac{d_i}{d_1 + d_2}$$

$$m_+ = M_1 v_1 + M_2 v_2 = |M_1 = M_2 = M_s| = M_s, \quad \alpha \sim \frac{J_{12}}{J} - \text{interlayer exchange parameter}$$

В случае идеального случая АФМ обмен ($\alpha' > 0$)

Сложнее более сложное, т.к. если учесть, что взаимодействие фаз $H_{c\pm}$.



$w_{ex}(H)$ для АФМ coupling есть немонотонное поведение от H, минимум (или ОПН) $w_{ex}(H_{c\pm}) = 0$.

$$\text{Без анисотропии } H_{c\pm} = \alpha' m_{\pm}, \quad \alpha' M_s = H_{c+}, \quad H_{c-} = \alpha' m_- =$$

$$\alpha' = \alpha / v_1 v_2 = \frac{(-1)}{v_1 v_2} \frac{A_s}{d} \quad (A_s \text{ как в ФТТ'93}), \quad d = d_1 + d_2 - \text{грав. толщина FM-слоев.}$$

Definition $\alpha' = \frac{J}{d}$, $J = -A_s / v_1 v_2$ - размерность nm^2 .

$\tilde{J} = J \cdot M_s^2$ будет иметь размерность $\text{мДж/м}^2 = \frac{\text{Эрг}}{\text{см}^2} = \frac{\text{Эрг}}{\text{см}^2}$ и как в.

интерфейс обменной энергии.

$$H_{c+} = \frac{J}{d} M_s, \quad H_{c-} = \frac{J}{d} (v_1 - v_2) M_s = 0 \text{ где } v_1 = v_2.$$

Все же мы же $E_{ex}(\text{поверхн.}) = -A_s M_1 M_2 = A_s M_s^2$, а J не вл. в размерность.

Навигация ФТТ'91.



Business Diary

SW - double-layer film

Date 10/12 Notes

→ Исходно о square/cylinder-SW to Patwari.

→ Упрощение сдв. трассы глыбчатости нумер.

Для АФМ пленки при разгн. (θ_1, θ_2) — угол $\vec{M}_1, \vec{M}_2$ — угол в плоскости нумер.

$$\vec{M}_1 \leftarrow \vec{M}_2 \quad \text{УФ} \quad (0, \pi) \quad (0, 0) \quad \frac{\omega_2}{\gamma} = |H_z - H_{c\pm}| \quad \text{где } (0, \pi), (0, 0) \text{ разг.}$$

$$(0, \pi) - \text{разг.}, H_z < H_{c-}, \quad \frac{\omega_2}{\gamma} = H_{c-} - H_z$$

$$(0, 0) - \text{разг.}, H_z > H_{c+}, \quad \frac{\omega_2}{\gamma} = H_z - H_{c+}$$

УФ $H_{c-} < H_z < H_{c+}$ — $\omega_2(H)$ надо вычислить.

Это все на основе ФММ'87, где $E_m = 2\pi(m_x^2 + m_y^2)$ и расщ. только однополюсные (2-полюс) ФМР могут (введен тонких слоев).

→ В ФТТ'93 магнитостатическая энергия $H_{d,j}^2 = -4\pi M_j^2$, $Oz \perp$ к пленке, но затем рассмотрены non-uniform modes вдоль $Oz(k_z)$.

ФТТ'93 решение для ФМР может быть:

$$\Omega_1 \Omega_2 = A_s [M_1 d_1 \Omega_1 + M_2 d_2 \Omega_2] / d_1 d_2, \quad \Omega_j = D_j k_z^2$$

$$\Omega_j = \sqrt{(2\pi M_j)^2 + \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2} - 2\pi M_j - H, \quad \text{где } H \text{ в плоскости нумер.}$$

Для однородных слоев: $\Omega_1 = \Omega_2 = \Omega$, $M_1 = M_2 = M_s$

$$\Omega^2 = A_s M_s \Omega [d_1 + d_2] / d_1 d_2 = A_s M_s \Omega \frac{d}{d_1 d_2}, \quad A_s = \frac{d}{v_1 v_2} (-1)^{\alpha'}$$

1-ое решение для $\Omega = 0$ (uniform mode), $(2\pi M_s + H)^2 = (2\pi M_s)^2 + \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2$

$$\rightarrow \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = (2\pi M_s + H)^2 - (2\pi M_s)^2 = H(H + 4\pi M_s) - \text{magnetostat. mode } \omega_1 - \text{uniform mode.}$$

$$2-ое решение \quad \Omega = \frac{A_s M_s}{d} \frac{1}{v_1 v_2} = -\alpha' M_s$$

$$\Omega^2 = (\alpha' M_s)^2, \quad (2\pi M_s)^2 + \omega^2 + (2\pi M_s + H)^2 - 2(2\pi M_s + H)\sqrt{(\dots)} = (\alpha' M_s)^2$$

$$\sqrt{(\dots)} = 2\pi M_s + H + \alpha' M_s$$

$$(2\pi M_s)^2 + \omega^2 = (2\pi M_s)^2 + (H + \alpha' M_s)^2 + 2 \cdot 2\pi M_s (H + \alpha' M_s)$$

$$\rightarrow \frac{1}{\gamma^2} \omega^2 = (H - \alpha' M_s)(H + \alpha' M_s + 4\pi M_s), \quad \text{как SW-eq. по } Dk^2 \rightarrow -\alpha' M_s$$

$$\text{ФММ'87: } \left(\frac{1}{\gamma}\omega_1\right)^2 = H(H + 4\pi M_s), \quad \frac{\omega_2}{\gamma} = H - \alpha' M_s$$

$$\text{ФТТ'93 (с введен } k_z \text{ и } \alpha' \text{)} : \left(\frac{1}{\gamma}\omega_1\right)^2 = H(H + 4\pi M_s), \quad \left(\frac{\omega_2}{\gamma}\right)^2 = (H - \alpha' M_s)(H - \alpha' M_s + 4\pi M_s)$$

Разные в группе ω_2 обменной энергии, ω_2 — за разного угла магнитостатическая, $Dk^2 \rightarrow -\alpha' M_s$ только для ФМ обмен (если $\alpha' < 0, A_s > 0$), где АФМ ($\alpha' > 0$) — это surface mode.

Date

Notes

Самый о маг. recording на CoPt, left uncorrelated
 gaps c 1 anisotropy by J. Moritz (France, Ph.D. student,
 co-author of Diney).

He also observed no new behavior:

- 1) various spin gaps. ϵ_{spin} in CoPt (circular domains?)
- 2) van Hove singularity. ϵ_{spin} (pseudogap) single domain $\leftrightarrow$ multi-domain
- 3) various dip. noise ($\sim 100-200$ oe) of interdot interaction
 + varying on the ϵ_{spin} .

SW-squares - Patwari

11/IX Базисная и pinning в squares (exp. Granford - Patwari) на основе
 упр. гр. - Φ ϵ_{spin} δ/ϵ .

$$\text{Huge} \text{ Hainu } G_{xx}^n(z) = \frac{1}{a_n} \int dy dy' \cos q_n y \cdot \cos q_n y' G_{xx}(z, y-y')$$

- маг. гр. $G_{xx}(z, y-y')$ на CP $\mu_n(y) = \cos q_n y$, $z = x-x'$, $y = y-y'$.

$$G_{xx}^{nn}(z) = \frac{1}{a_n} \int dy dy' \cos q_n y \cdot \cos q_n y' \left(\frac{-4}{\pi} \right) \int_0^\infty dk_x \int_0^\infty dk_y f(k_L) \frac{k_x^2}{k^2} \cos k_x z \cdot \cos k_y (y-y') =$$

$$= \left| \int_{-w/2}^{w/2} dy dy' \cos q_n y \cdot \cos q_n y' \cos k_y (y-y') = \pi w \delta(k_y - q_n) \right| =$$

$$= \frac{1}{a_n} \left(\frac{-4}{\pi} \right) \int_0^\infty dk_x \int_0^\infty dk_y f(k_L) \frac{k_x^2}{k^2} \cos k_x z \cdot \pi w \delta(k_y - q_n) = \left(\frac{-4}{\pi} \right) \frac{\pi w}{a_n} \int_0^\infty dk_x f(k_L) \frac{k_x^2}{k^2} \cos k_x z$$

$$G_{xx}^{nn}(z) = \left(\frac{-4w}{a_n} \right) \int_0^\infty dk_x f(k_L) \frac{k_x^2}{k^2} \cos k_x z, \quad f(k_L) \approx \frac{1}{2} k_L - \text{то же самое коррекцию 17/IV}$$

$$G_{xx}^{nn}(z) = -\frac{2wL}{a_n} \int_0^\infty dk_x k \left[1 - \frac{q_n^2}{k^2} \right] \cos k_x z, \quad k^2 = k_x^2 + q_n^2,$$

Важно, что $f(k_L) = \frac{1}{2} k_L$ не ϵ_{spin} .

$$\int_0^\infty dk_x f(k_L) \frac{k_x^2}{k^2} \cos k_x z = \int_0^\infty dk_x f(k_L) \left[1 - \frac{q_n^2}{k^2} \right] \cos k_x z = \int_0^\infty dk_x f(k_L) \cos k_x z -$$

$$- q_n^2 \int_0^\infty dk_x f(k_L) \frac{\cos k_x z}{k^2 + q_n^2} = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^\infty dk_x \left[1 - \frac{(1 - e^{-kL})}{kL} \right] \cos k_x z - q_n^2 \frac{1}{2} L \int_0^\infty dk_x \frac{\cos k_x z}{\sqrt{k_x^2 + q_n^2}}$$

$$\int_{-\infty}^\infty dk_x \cos k_x z = 2\pi \delta(z)$$

$$\int_0^\infty dk_x \frac{1}{k} \cos k_x z = \int_0^\infty dk_x \frac{\cos k_x z}{\sqrt{k_x^2 + q_n^2}} = K_0(q_n |z|)$$

$$\int_0^\infty dk_x \frac{1}{k} e^{-kL} = \int_0^\infty dk_x \frac{e^{-\sqrt{k_x^2 + q_n^2} L}}{\sqrt{k_x^2 + q_n^2}} \cos k_x z = K_0(q_n \sqrt{L^2 + z^2})$$

Date

Notes

$$\int_0^\infty dk_x f(kL) \frac{k_x^2}{k^2} \cos k_x z = \pi \delta(z) - \frac{1}{L} \left[K_0(q_n |z|) - K_0(q_n \sqrt{z^2 + L^2}) \right] - \frac{1}{2} q_n^2 L K_0(q_n |z|)$$

$$a_n = \int_{-w/2}^{w/2} dy \cos^2(q_n y) = \frac{1}{2} \int_{-w/2}^{w/2} dy [1 + \cos 2q_n y] = \frac{1}{2} w + \frac{1}{2} (-1) \sin 2q_n y \Big|_{-w/2}^{w/2} = \frac{w}{2}$$

$q_n \neq 0, q_n = n\pi/w$

$$G_{xx}^{nn}(z) = \frac{(-4w)}{\frac{1}{2}w} \int_0^\infty dk_x f(kL) \frac{k_x^2}{k^2} \cos k_x z = -4\pi \delta(z) + \frac{4}{L} \left[K_0(q_n |z|) - K_0(q_n \sqrt{z^2 + L^2}) \right] - \frac{1}{2} q_n^2 L K_0(q_n |z|) (-4)$$

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

$$G_{xx}(p, p') = -4\pi \delta(p - p') - G_{zz}(p, p') - G_{yy}(p, p') \text{ u } G_{yy} \text{ narypuz. } \text{m. no } \cos q_n y.$$

$$G_{zz}^{nn}(z) = \frac{1}{a_n} \int dy dy' \cos q_n y \cdot \cos q_n y' G_{zz}(x-x', y-y')$$

$$G_{zz}(k_y, x, x') = \frac{4}{L} \left[K_0(k_y \sqrt{z^2 + z^2}) - K_0(k_y |z|) \right], \quad z = x - x'$$

$$G_{xx}^{nn}(z) = -4\pi \delta(z) + \frac{4}{L} \left[K_0(q_n |z|) - K_0(q_n \sqrt{z^2 + L^2}) \right] + 2q_n^2 L K_0(q_n |z|)$$

$$\text{together } \delta(z) \text{ u } 1/L \rightarrow 0$$

$$-G_{yy}(z)$$

B. ef. pinning. narypnenne $z \rightarrow z/w, L \rightarrow L/w = p, q_n = n\pi$.

$$G_{xx}^{nn}(z) = -4\pi \delta(z) + \frac{4}{p} \left[K_0(q_n |z|) - K_0(q_n \sqrt{z^2 + p^2}) \right] + 2q_n^2 p K_0(q_n |z|), \quad q_n \neq 0$$

Univ. gp. gas $m_x(x)$: $\lambda_x m_x(x) = \int_{-w/2}^{w/2} dx' G_{xx}^{nn}(x-x') m_x(x')$ u

gasno gas naryp. y chobne $110x$, $0x \pm 110$ B rectangular / square det.

a) Ef. boundary conditions Due ef. pinning narypnenne $I_0(-1/2), I_1(-1/2), I_2(x) = \int_{-1/2-x}^{1/2-x} dz \xi^5 G_{xx}^{nn}(z)$

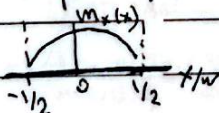
$$I_2(-1/2) = \int_0^0 dz \xi^5 G_{xx}^{nn}(z). \text{ Narypnenne } q_n \rightarrow 0 \text{ gas. SV-wires,}$$

$$I_0(p) < 0 \text{ u } I_1(p) > 0. \quad K_0(x) = -\ln x - \gamma + \ln 2 + O(x^2) \text{ u } \mu x \rightarrow 0.$$

$$\text{B. gasno narypnenne } G_{xx}^{nn}(z) = -4\pi \delta(z) + \frac{4}{p} \ln \frac{\sqrt{z^2 + p^2}}{|z|} = -4\pi \delta(z) + \frac{2}{p} \ln \frac{z^2 + p^2}{z^2} = -4\pi \delta(z) - G_{zz}(z)$$

Gasno $q_n = \pi, n=1$.

$$\frac{\partial m}{\partial x} + d_x(p) m = 0 \text{ u } \mu x = -\frac{1}{2}$$

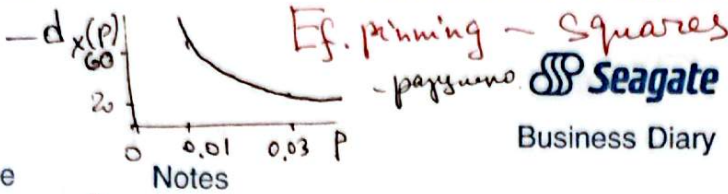


$$d_x(p) < 0 \text{ u } \text{Barypnenne}, \quad \frac{\partial m}{\partial x} \Big|_{-\frac{1}{2}} = -d_x m(-1/2) > 0 \text{ - Barypnenne.}$$

Darypnenne $m(x) = \cos(\pi x \xi)$, ξ - narypnenne ef. pinning narypnenne B. MM-SV-wires

$$\frac{\partial m}{\partial x} = -\sin(\pi x \xi) \cdot \pi \xi, \quad -\pi \xi \cdot \sin(\pi x \xi) + d_x \cos(\pi x \xi) = 0$$

$$\text{u } \mu x = -\frac{1}{2}, \quad + \pi \xi \cdot \sin(\frac{\pi}{2} \xi) + d_x \cos(\frac{\pi}{2} \xi) = 0 \rightarrow \text{Barypnenne } \xi(d_x).$$



Date

Notes

$$\downarrow \text{одно } \zeta(1/50) = 0.944 - 29/\sqrt{11}$$

Найдем pinning $\zeta(p = \frac{1}{150}) = 0.977 = 0.98$ и $\zeta(\frac{1}{50}) = 0.947 \approx 0.95$,

а это означает взаимодействие с параметром $\zeta(p)$ 29/111 по формуле $\zeta(p)$ - stripes.

И это означает на то, что для stripes $q_y = 0$, а для squares $q_y = \frac{\pi}{w}$.

Учитывая параметр, берем $\int_0^\infty dk_x f(k_L) \frac{\cos k_x \zeta}{k_x^2 + q_n^2}$ вместо которого $q_n \neq 0$.

$$F_x(\zeta) = \int_0^\infty dk_x f(k_L) \frac{\cos k_x \zeta}{k_x^2 + q_n^2}, \quad k^2 = k_x^2 + q_n^2.$$

Тогда в $G_{xx}^{nn}(\zeta)$ แทน $2q_n^2 P K_0(q_n \zeta)$ надо заменить на $4q_n^2 F_x(\zeta, P)$.

$$\lim_{P \rightarrow 0} F_x(\zeta, P) = \frac{1}{2} P K_0(q_n \zeta).$$

Тогда значение не изменилось: $\zeta(\frac{1}{150}) = 0.977$ и $\zeta(\frac{1}{50}) = 0.946$.

• Конечно если ввести $\mu_n(y) = \cos(\frac{\pi n y}{w})$ с $n=1$ для более точного (Ф. со) результатов изменений.

• Если учесть нечетность $\int_{-w/2}^{w/2} dy dy' \cos q_n y \cos q_n y' \cos k_y (y - y') = \pi w \delta(k_y - q_n)$ то верно для $p = \frac{1}{w} \rightarrow 0$.

Т.е. SW-формула для $p \rightarrow 0$ дает $\zeta(\frac{1}{150}) = 0.977$ и $\zeta(\frac{1}{50}) = 0.946$.

Затем можно сравнить с экспериментом. Из eq. boundary conditions:

$$5 \mu m \rightarrow w \quad p = \frac{1}{50}, \quad H_{eff}^{calc}(y=1, \zeta=0.946) = 87.20 e \approx 87 e, \quad H_{eff}^{exp}(\frac{1}{50}) = 67 e.$$

$$15 \mu m \rightarrow w \quad p = \frac{1}{150}, \quad H_{eff}^{calc}(y=1, \zeta=0.977) = 37.4 e \approx 37 e, \quad H_{eff}^{exp}(\frac{1}{150}) = 43 e.$$

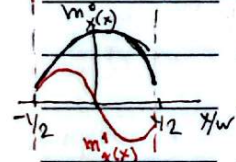
За счет изменения ζ как fitting параметр соответствие можно улучшить, в формуле это достигается за счет более точного расчета $G_{xx}^{nn}(\zeta)$ и $\mu_n(y)$, $m_x(x)$.

→ Информативный шаг: ввести инт. гр. для $m_x(x)$ с ядром $G_{xx}^{nn}(\zeta)$ и рассмотреть на эк. pinning Ф $m_x(x)$ и зависимость от y (выбора $\mu_n(y)$).

Для squares берем $m_x(x, y) = m_x(x) \cdot \mu_n(y)$, $\mu_n(y)$ - модные Ф, а $m_x(x)$ находим из эк. pinning на $x = \pm w/2$.

6) Уточн.

Squares



$$\rightarrow \text{используем переменную инт. гр. } m_x(x) = \int_{-w/2}^{w/2} G_{xx}^{nn}(x-x') m_x(x')$$

Ф гласивательно находим

на $\cos(\pi n x)$, $\sin(\pi n x)$. Основное Ф $m_x^0(x) = \cos(\pi x \zeta)$.

Pinning $m_x(w/2) = \cos(\frac{\pi}{2} \zeta)$ зависит от размера системы $N \times N$ и параметра.

Остановимся на $N=500$, для SW-Mas Experiment. med, зависимость от N - таблица.

$$1) P = 0.02 = \frac{1}{50} \quad \text{даем} \quad \frac{m_x(w/2)}{m_x(0)} = \cos(\frac{\pi}{2} \zeta) = 9.41 \cdot 10^{-2}, \quad \zeta(\frac{1}{50}) = 0.940, \quad N=500, \quad N=400 \quad \frac{\cos \frac{\pi}{2}}{2} = 8.97 \cdot 10^{-2}$$

$$2) P = 1/150 \quad \text{даем} \quad \frac{m_x(w/2)}{m_x(0)} = \cos(\frac{\pi}{2} \zeta) = 2.05 \cdot 10^{-2}, \quad \zeta(\frac{1}{150}) = 0.987, \quad N=200$$

Date

Notes

Рассмотрим на основе λ_x не считаем, т.к. pinning $\xi \rightarrow$ great exp. CP
 $m_x(x) = \cos(\pi \frac{x}{\lambda_x})$, где λ_x — расстояние между атомными ядрами $\lambda_x \ll 1$.

$P = 1/50$ — расстояние между, а для $P = \frac{1}{50}$ — частота λ_x (15 nm square) (3 nm square)

Решение упр. с $G_{xx}^{nn}(\xi)$ дает ξ — расстояние между атомами и $\xi = \frac{(\omega_0)^2 \cdot 4\pi M_s}{\omega_m} = H_{eff}$

1) $P = \frac{1}{50}$, $\xi(1/50) = 0.940$, $H_{eff}^{calc}(\eta=1, \xi=0.940) = 85.4 \approx 85$ Oe, $H_{eff}^{exp}(1/50) = 67$ Oe

2) $P = 1/150$, $\xi(1/150) = 0.987$, $H_{eff}^{calc}(\eta=1, \xi=0.987) = 38.4 \approx 38$ Oe, $H_{eff}^{exp}(1/150) = 43$ Oe

Для $P = 1/50$ — 5 nm square, H_{eff} можно уменьшить, уменьшив η , т.е. уменьшив локализацию спин. SW могут быть чужа для газа.

Основываясь на этих ξ и η для MMM-Ratwari paper.

Exp. pinning для **squares** был получен именно с этого на основе упр. решение для $m_x(x)$ и на основе exp. дан. условия λ_x и η .

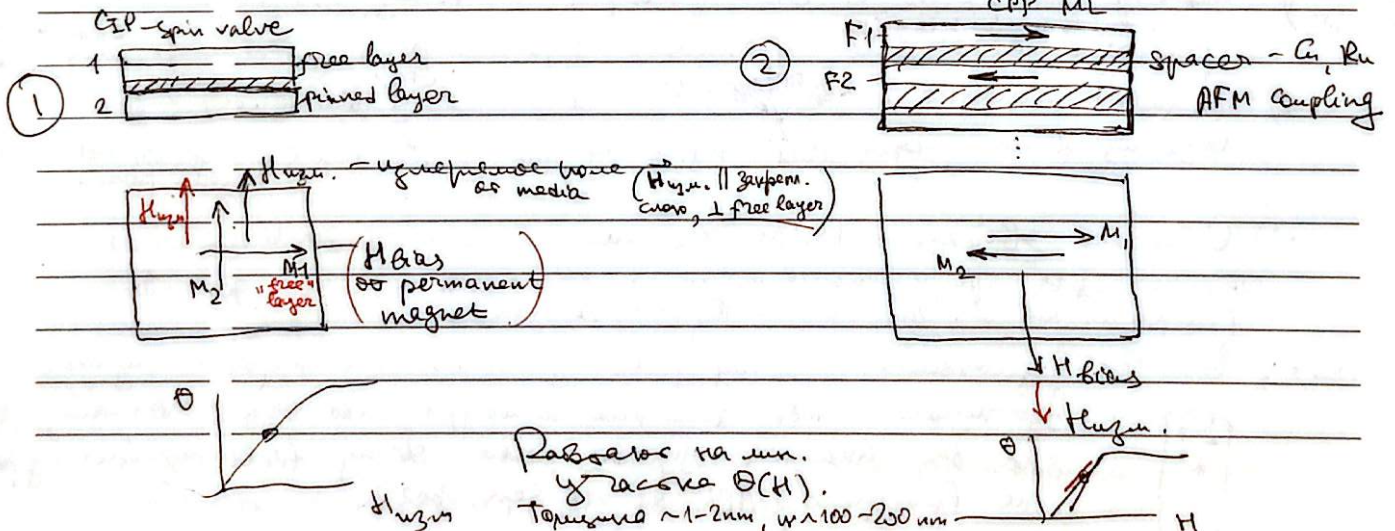
Mag. noise - SW

12/18 Byun & unmag. magnetic array as A. Immunization no perm. Coefficients.

Писано в журнале MMM-SW-Ratwari paper и Decade o pinning c Crawford.

→ Decade o экстр. образцах (размерами) поворота **Heijden**.

Для time поворота: 1) CIP spin-valves; 2) CPP ML с AFM coupling.



Date

Notes

Vortex radial modes

Beginnend "onucanuo pinning" gne vortex radial modes or $21/\sqrt{11}$.

Due p -kennonen $\vec{m}$ uellen

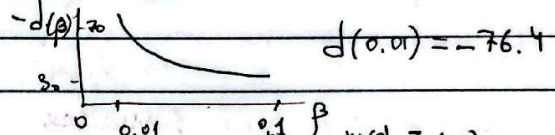
$$\lambda^4(p) = \int_0^1 dp' p' G(p, p') \mu(p'), \quad G(p, p') = \int dk k f(\beta k) J_0(kp) J_1(kp')$$

$$I_0(p) = \int_0^1 dp' p' G(p, p'), \quad I_1(p) = \int_0^1 dp' p' G(p, p') (p' - p)$$

Es pinning: $d = \frac{I_0(1) - f(\beta k_0)}{I_1(1)}$ k_0 kofer $J_1(x) = 0$, $d_{11} = 3.83$

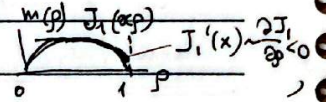
MCHD (Breath-Int-Eq. mod) Umkehr $I_0(1)$, $I_1(1)$ gonne u c maxon tomosno. Unverzogen koepg. ugeg coabenne $g_{pp}(p, p')$ or $4/\sqrt{x}$

$$G(p, p') = -\frac{1}{4\pi} g_{pp}(p, p').$$



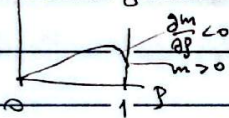
$f(p, m)$ uano no cpaenne c $I_0(1, p)$.

"d"uz: $x J_1'(x) + d J_1(x) = 0$, $\frac{x J_1'(x)}{J_1(x)} = -d > 0$



i.e. kago $J_1(x) < 0$, $x > d_{11} (?)$

→ Ge ro amuka, o.k. gonne dora $d > 0$ u $I_0(1)$, $I_1(1)$ agnon znara,



uabegnoo paerac.

$\frac{dm}{dp}$, $m(p)$ pagnoo znara u $m \approx 1$.

13/IX Bouyer c A. u A. u gannoy.

Ducyccue c Khizroev:

grains decoupling) 1) Unmanganne ions of Ga upbaque u remy, zoo uono Ga cofero, uabandoue na upannax zepen u peko yuenomaro exch. coupling uuegy zepna

2) Duzan naobren $\vec{H}_{stray}$ bucco upbaque u bezuony ybeur. stray field, uymeney que zamca (upodena ybeur ymms naobou, peker-gte)

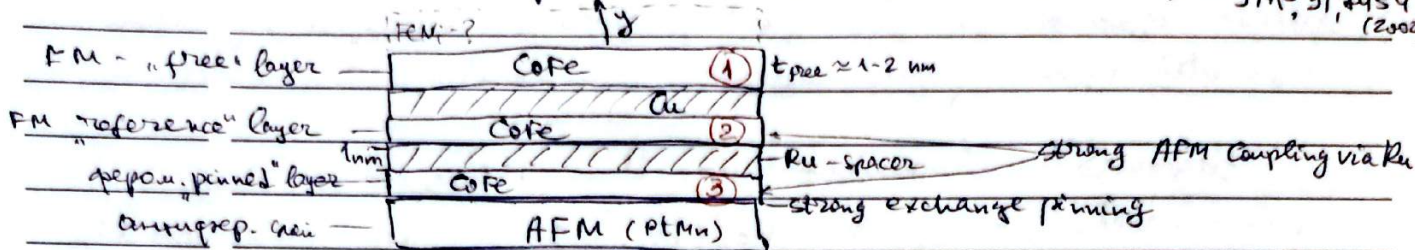
3) Omceco abonanno MFM kapomenu array of rectangular and circular dots upu yuenbennu ux in-plane size or 100nm go ~ 10 nm (chepuomene u. zamca ~ 1 to 2 nm) na ocnoe M(r).

→ 4) Omceco yuenbennu stray field gannono uymeney c yymeney. Ito yymeney, zobou coabenne uymeney dora single-domain, ho dz buenneno ymaba. noma stray field uz uymeney ne buyognoo (APL, 21, 16 Sept. 2002).



Crema spin-valve sensor (read GMR head), N. Smith

JAP, 91, 7454 (2002)



$m_x \sim H_{\text{Hugm}} - 900 \text{ m. noise}$

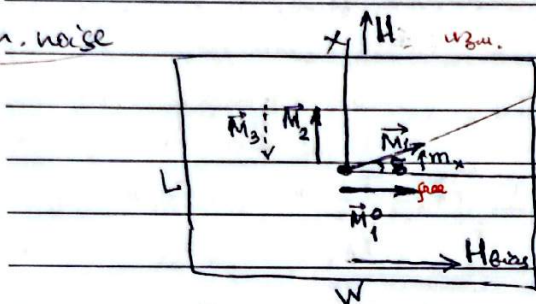
Free layer:

$$\vec{M}_1 = \vec{M}_1^0 + \vec{m}_1, \quad \vec{m}_1 = (m_x, m_y, 0)$$

m_x, m_y - SW components,

$\vec{m}_1(x, z)$, т.к. ток течет

"free" layer // by намаг.



$$m_x = \langle m_x \rangle - \text{no намаг. измер. R.}$$

$$\cos \theta_{12} = \cos(\pi/2 - \delta) = \cos \pi/2 \cdot \cos \delta + \sin \pi/2 \cdot \sin \delta \approx \delta + O(\delta^2), \quad \delta \approx \sin \delta = m_x$$

$$\theta_{12} = \vec{M}_1 \cdot \vec{M}_2. \quad \text{GMR: } R(\theta_{12}) = R_0 + \Delta R \cdot \cos \theta_{12} = R_0 + \Delta R \cdot m_x$$

Измеряемое поле - $H_x = H_{\text{Hugm}}$.

Такая схема spin-valve отличается от схемы spin-valve, которую мы уже видели 12/ix.

→ Угол между $\vec{M}_1^0$ (free layer) и $\vec{M}_2^0$ (reference or pinned layer) есть $\pi/2$. Можноומר (no Smith), что $\vec{M}_2$ не флуктуирует. Сигн. R измеряется во free layer (CIP схема).

Предполагается, что $H_{\text{Hugm}} \ll H_{\text{fix}}^z$. Какое поле измеряется, чтобы увидеть ω_0 - peaks of mag. noise, по Smith - $H_{\text{fix}}^z = \omega_0(H_z)$ - флуктуирует.

Измеряется расстройка 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 зазора расстройка - относительная (то с намагн. exch. field $H_{\text{ex}} \sim M_2$).
- б) Если рассм. колебания и $\vec{M}_1$ и $\vec{M}_2$, иומר $\vec{M}_3$ - это закрепленный, то можно видеть и exch. coupling H_{ex}^{12} (момент d_{ex} - величина?). и тогда $H_{\text{ex}}^{23} \sim M_3$ можноומר намагн. поле, действующим только на $\vec{M}_2$. Из-за H_{ex}^{23} зазора смещается от стандарт. двухслойной $\vec{M}_1, \vec{M}_2$.
- в) Можно рассм. трехслойную расстройку зазора - колебания связанных $\vec{M}_1, \vec{M}_2$ и $\vec{M}_3$. Иром $\vec{M}_3$ еще искусственно закреплена антиферромагнетиком ($H_{\text{ex}}^{\text{AF-3}} = \text{const}$).

Date Notes

Многие забывают о d_{cu} . Если она велика, то надо рассм. относительного зазора (а) где $\vec{M}_1$, т.к. H_{ex}^{12} и H_{dp}^{12} будут малы. Но (а) можно рассм. иначе, чем Smith и Safonov (рассм. мал. SW могут).

Зазор (б) - глыбовидная, но H_{uz} , H_{bias} , будут. генератор только на $\vec{M}_1$, тогда как H_{ex}^{23} (H_d^{23}) генератор только на $\vec{M}_2$

→ Углуб.: d_{cu} на 200 генератор H_{uz} и H_{bias} (на все stack или на $\vec{M}_1$ только)?
 $d_{cu} \times 2 \text{ nm}$

→ Будем глыба. подход применим (в первом приближении)
× CPP-ML head. Там coupling есть и он AFM, но $\vec{H}^{exch.}$ (и H_{bias} и H_{uz}) приложено $\perp \vec{M}_{1,2}$ - вызывает spin-flip transition, где $\omega(H) \rightarrow 0$. Можно $\vec{H} \parallel \vec{M}_{1,2}$ - прецессия (как в ФМ'87).

Если слой в ML - много, то SW могут раскачаться на могут 2-х слоев пленки (аренки ML) и stack-могут (как в ФТТ-95), 2-хх слойный подход $\approx$ оправдан, где CPP-ML sensor(head).

16/IX Smith (JAP 90, 5768 (2001)) указывает, что damping в перпен. Bloch (или Safonov):

- 1) газ неперпен. проп. с част. возмущен $\chi(\omega \rightarrow 0)$
- 2) непериодичес экв. Patten (JAP 46, 5002 (1975)), где LLG damping неперпен. к пленке.

R.M. White: $\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{m}}{dt} = (\vec{M} \times \vec{H})_z - \frac{m_z}{T_1}$, $\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{m}_{xy}}{dt} = (\vec{M} \times \vec{H})_{xy} - \frac{m_{xy}}{T_2}$ - уравн. Блеха.

Transverse susceptibility $\chi_{xx}(\omega) = \chi'_{xx}(\omega) + i\chi''_{xx}(\omega)$

$$\chi'_{xx}(\omega \rightarrow 0) = \frac{1}{2} \gamma M_0 \left[\frac{\omega_0 - \omega}{(\omega_0 - \omega)^2 + \frac{1}{T_2^2}} + \frac{\omega_0 + \omega}{(\omega_0 + \omega)^2 + \frac{1}{T_2^2}} \right] = \frac{1}{2} \gamma M_0 \frac{2\omega_0}{\omega_0^2 + \frac{1}{T_2^2}} = \gamma M_0 \frac{\omega_0}{\omega_0^2 + \frac{1}{T_2^2}}$$

Вл. упр. $\frac{1}{\gamma} E_z = \frac{1}{2} M_s [H_{xx} m_x^2 + H_{yy} m_y^2]$ где $\chi_{xx}(\omega \rightarrow 0) = \frac{M_s}{H_{xx}}$, что совпадает

с Блеха (апп.) $\chi'_{xx}(\omega \rightarrow 0) = \gamma M_s \frac{\omega_0}{\omega_0^2 + \frac{1}{T_2^2}} = \gamma M_s \frac{\omega_0}{\omega_0^2 + \eta^2}$ где если $\eta = d_s \omega_0$, $\omega_0 = \gamma \sqrt{H_{xx} H_{yy}}$.

→ Тогда как LLG - damping $\sim \omega \sim \frac{d\vec{M}}{dt}$ и в част. возмущен базис не подходит.

Tensor. damping можно считать или новая $\eta = d_s \omega$, а не $\eta = d_s \omega_0$.
Скорость (?)

Date _____

Notes

→ Due spin-valve heads to overcome interference (a)

moreno Zamora Victor MSW que rectangular element.

Для маг. поле особый интерес представляет типичная зона, особенно если ее размер $\omega_1 \ll \omega_{\text{крит}}.$

Согласно оценкам параметров распада SU $\approx 14/\sqrt{t}$ где $\rho = \frac{t}{w} \ll 1$

$$\left(\frac{\omega_m}{\omega_m}\right)^2 = \frac{\omega_{hi}}{\omega_m} \left(\frac{\omega_{hi}}{\omega_m} + 1\right) + \frac{f(x_L) \frac{q^2}{x^2} - \frac{\omega_{hi}}{\omega_m} f(x_L) \frac{q^2}{x^2}}{}$$

$$x^2 = q_x^2 + q_y^2, \quad q_y \parallel \vec{M}_0, \quad \omega_{H_i} = \omega_H - \omega_H H_{mn}.$$

~~Some cause seg. of Eq. Vamm.-Crabun:~~

$$\left(\frac{\omega_{mn}}{\omega_m}\right)^2 = \omega_{H_i} [\omega_{H_i} + F_{mn}] = \omega_{H_i} (\omega_{H_i} + 1) + f \frac{k_r^2}{k^2} - f \omega_{H_i} \frac{k_y^2}{k^2}, \text{ где } \frac{\omega_{H_i}}{\omega_m} \rightarrow \omega_{H_i}.$$

$$\omega_{\perp}^2 = \omega_{Hc} (\omega_{Hc} + 1) - \text{ф. Кутсаева с } H_c, \text{ т.е. с учетом конечного } N_{\text{кш}}.$$

Если использов. ф. кинетиче для ∞ -племки ($M_{\infty}=0$), то (см. 14/21)

$$\omega_{mn}^2 = \omega_{\text{os}}^2 - \omega_H \omega_M \left[2H_{mn} + f(x_L) \frac{q_y^2}{x^2} \right] + \omega_M^2 \left[f(x_L) \frac{q_x^2}{x^2} - H_{mn} \right] + O(p^2)$$

$$\omega_s^2 = \omega_H(\omega_H + \omega_M). \quad q_x \rightarrow q_m, \quad q_y \rightarrow q_n. \quad H_{mn} - \text{масштаб. зн. } N_{xy}(x, y), \quad H_{mn} > 0.$$

Отсюда, что $G_{mn} = f(xL) \frac{q_x^2}{x^2} - H_{mn} - g_{ep}$ где rectangular (square),

где можно положить $\left(\frac{\omega_1}{\omega_M}\right)^2 = G$ и $\omega_1^2 = g^2 4\pi M_s H_{\text{eff}} \rightarrow H_{\text{eff}} = 4\pi M_s \cdot G$.

$$\omega_{mn}^2 (H \ll v_{rms}) = \omega_m^2 G_{mn} + \omega_\infty^2, \text{ i.e. } G_{mn} > 0 \text{ gives } \omega_{mn} > \omega_\infty$$

Но $\beta \ll \chi_{\text{ПМ}}$ не есть хорошее приближение, т.к. экв. (4.12) не выполняется в β вплоть до 4 кДэ, $\chi_{\text{ПМ}}^{\text{рем}} = 10$ кДэ, $\chi_{\text{ПМ}}^{\text{РБ}} \approx 20$ кДэ.

и коэф. при $\omega_{\text{нш}}^2$ и $\omega_{\text{мн}}^2$ есть < 0 и уменьшает рез. частоту. (в каре-еда
ср-ср-е-з
мн. бл. - сдв. в



Длина закрутки l , шаг w , $l \times w \approx 100 - 200 \text{ nm}$
 толщина $L \sim 1 - 2 \text{ nm}$. $\vec{H}_{\text{bias}} = \vec{H} \parallel O_y$, $\vec{H}_{\text{spin}} \parallel O_x$.

$$q_y = \frac{n\pi}{\ell} y = \frac{\pi}{\ell}, \eta=1 \text{ с характерн. разн. } q_0 \rho^2. \quad q_x = \frac{m\pi}{w} z, \quad z\text{-pinning parameter.}$$

$$m_{mn}(x, y) = \cos(q_x^m x) \cos(q_y^n y), \quad n=1 - \text{нормировка по } y \text{ при } y=0.$$

$$f(x, y) = f(w, p) \approx \frac{1}{2} x w p, \quad l/w = u, \quad \alpha^2 = \left(\frac{\pi m_3}{w}\right)^2 + \left(\frac{\pi n y}{l}\right)^2 = \left(\frac{\pi}{w}\right)^2 \left[(m_3)^2 + \frac{(n y)^2}{u^2} \right]$$

$$\omega_{mn}^2 = \omega_\infty^2 - \omega_H \omega_M \left[2H_{mn} + \frac{1}{2} \rho \frac{q_y^2 w}{x} \right] + \omega_M^2 \left[\frac{1}{2} \rho \frac{q_x^2 w}{x} - H_{mn} \right]$$

$$\frac{q_{xw}^2}{x} = \frac{(\pi m z)^2}{\pi \sqrt{(mz)^2 + (ny)^2/u^2}} = \frac{m^2 z^2}{\sqrt{m^2 z^2 + (ny)^2/u^2}}, \quad \frac{q_{yw}^2}{x} = \frac{1}{u^2} \frac{n^2 y^2}{\sqrt{(mz)^2 + (ny)^2/u^2}}$$

Date Notes

Рассмотрим элементарный элемент, $m=1, n=1$ ($\eta=1$):

$$\rightarrow \omega_{11}^2 = \omega_{\infty}^2 - \omega_H \omega_M \left[2H_{11} + \frac{1}{2} p \frac{1}{u^2} \frac{\gamma^2}{\sqrt{3^2 + \gamma^2 u^2}} \right] + \omega_M^2 \left[\frac{p^2}{2 \sqrt{3^2 + \gamma^2 u^2}} - H_{11} \right] \quad (A)$$

$\eta \gg 1$ и с точностью до $\eta \approx 1$ (показывая и/или $\eta \approx 0$) а
 для чего означение "gap" $H \rightarrow 0$ где squares (где $u = l/w = 1$).

$\rightarrow \omega_{11} = \omega_{11}(z, \eta, u, p)$ - функции параметров u, p и

pinning параметров z, η . В функции $z, \eta = f(u, p)$ и могут быть

Problem is reduced to calculation of z, η (pinning parameters 10×10^4)

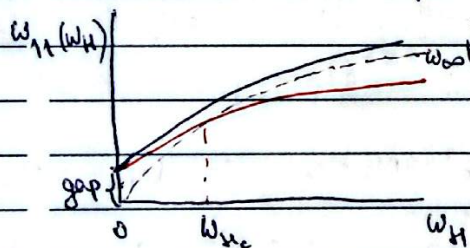
Для SW stripes:

$$\omega_n^2 = \left[\omega_H + 1 + \frac{\lambda_n}{u\pi} \right] \left[\omega_H - \frac{\lambda_n}{u\pi} \right], \quad \lambda_n = -4\pi + \pi^2(2n+1)p$$

$$\omega_n^2 = \left[\omega_H + \frac{\pi^2}{4\pi}(2n+1)p \right] \left[\omega_H + 1 - O(p) \right] = \omega_{\infty}^2 + \frac{\pi}{4}(2n+1)p, \quad \omega_n > \omega_{\infty} \text{ и } \text{зависит}$$

$$\omega_{11}(u \rightarrow \infty) = \omega_{\infty}^2 + \omega_M^2 \frac{p}{2} z > \omega_{\infty}, \quad \text{т.к. } z(p) \approx 0.9 - 1.0, \\ \text{и } H \rightarrow 0 \text{ при } p = \text{const}$$

Когда $u \rightarrow 0$ ($l/w \rightarrow 0$, Mollay) сразу не ясно, с.к. $\mu_n(y)$ уже не $\cos(\pi y/l)$,
 и возникает локализация и/или $y = \pm l/2$ (PRL 02).



Два типа зависимости частоты
 от H (если gap $G > 0$):

а) $\omega_{11}(H) > \omega_0(H) \forall H$

б) $\omega_{11}(H) \text{ становится } < \omega_0 \text{ при } H > H_c$.

Видно из $\omega_{11}(z)$, что уменьшение z - уменьшает ω_{11} .

При $u \rightarrow 1$ эффект сильнее, надо считать дисперсию.

В пределе $z=0, \eta=0$ $\omega_{11}^2 = \omega_{\infty}^2 - 2\omega_H \omega_M H_{11} - \omega_M^2 H_{11} < \omega_{\infty}^2$ (критично).

Ег. pinning $z, \eta \neq 0$ увеличивает частоты SW и ω_{11} , в частности.

Оценка: Направление к др. частоте $\omega_{\infty}^2 = \omega_H(\omega_H + \omega_M)$ есть $\sim p \omega_M^2 = p(30 \text{ GHz})^2$

С учетом $\omega_{\infty} \sim 10 \text{ GHz}$, направление $p \omega_M \approx \sqrt{0.01} \cdot 30 \text{ GHz} \approx 3 \text{ GHz}$ не мала,
 где $p \approx 0.01$.

Параметры элементов:

Seagate (IEEE TM - Intermag'02): $l = 200 \text{ nm}, w = 120 \text{ nm}, L = 4 \text{ nm}$

(JAP, May 2002): $l = 250 \text{ nm}, w = 180 \text{ nm}, L = 4 \text{ nm}$

$$\text{т.е. } u = \frac{l}{w} = \frac{5}{3} \text{ или } \frac{25}{18} \approx 1.5 \div 1.7. \quad p = \frac{u}{120} \approx 0.03 \text{ или } 0.02.$$

Date

Notes

→ Двухслойная модель с AFM interlayer Coupling применяется

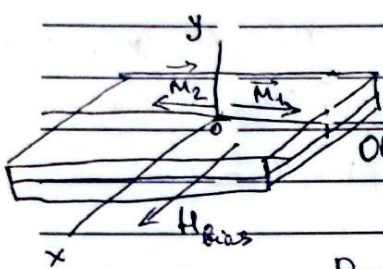
в качестве ML-CPP sensor. Согласно Heijden - info от 12/IX

$\vec{H}_{bias}$ и $\vec{H}_{LZ}$ взаиморазнонаправлены $\perp \vec{M}_1, \vec{M}_2$. $\vec{H}$ в разных слоях

из-за разных bias, shields etc может быть, in general, разным.

Полн. энергия $\vec{V}$

$$F(\theta_1, \theta_2) = -\vec{H}_1 \vec{M}_1 v_1 - \vec{H}_2 \vec{M}_2 v_2 - k_1 (M_1^z)^2 v_1 - k_2 (M_2^z)^2 v_2 + 2\pi (M_1^y v_1 + M_2^y v_2)^2 + \alpha \vec{M}_1 \vec{M}_2, \quad \alpha > 0 - \text{AFM Exch. coupling.}$$



Введем ОАК аналогично в слоях $\parallel OZ$, $\vec{H}_{bias} \parallel OZ$, $\vec{H}_L \parallel OX$ в плоск. пленки.

Против тонких слоев где намагниченность (10^{14} м^{-2})

$\vec{H}_L$ лучше оставить общим направлением,

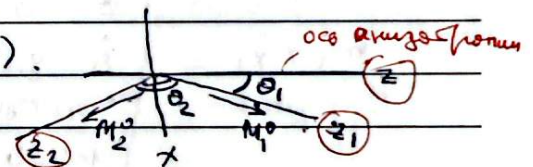
если $\vec{H}_L \parallel OZ$ возможно воспроизвести результаты ФММ87.

Вращение $\vec{M}_1, \vec{M}_2$ - однородно, нулем uniform SW-моды.

$F(\vec{M}_1, \vec{M}_2)$, $\vec{M}_1^0, \vec{M}_2^0$ направление лежат в плоскости.

$$\vec{M}_1(t) = \vec{M}_1^0 + \vec{m}_1(t), \quad \vec{M}_2(t) = \vec{M}_2^0 + \vec{m}_2(t).$$

→ Направление $\vec{M}_1^0 = M_1^0 \hat{z}_1$, если θ_1 , $\vec{M}_2^0 = M_2^0 \hat{z}_2 - \theta_2$.



$$\begin{cases} M_j^z = M_j^0 \cos \theta_j - M_j^0 \sin \theta_j \\ M_j^x = M_j^0 \sin \theta_j + M_j^0 \cos \theta_j \end{cases} \quad x_j O z_j, j=1,2 - \text{сист. координат с } \vec{M}_j^0 \parallel \hat{z}_j$$

Полпр. вектор $\vec{h}_1 = \vec{H}_1 v_1$ - если φ_1 , $\vec{h}_2 = \vec{H}_2 v_2$ - если φ_2 в плоск. пленки

$$\frac{1}{V} F(\vec{M}_1, \vec{M}_2) = -\vec{h}_1 \vec{M}_1 - \vec{h}_2 \vec{M}_2 - k_1 v_1 (M_1^z)^2 - k_2 v_2 (M_2^z)^2 + 2\pi (M_1^y v_1 + M_2^y v_2)^2 + \alpha \vec{M}_1 \vec{M}_2$$

$$\frac{1}{\delta} \frac{d\vec{m}_1}{dt} = \vec{M}_1 \times \vec{H}_{eff}^{(1)}, \quad H_{eff}^{(1)} = -\frac{1}{V} \frac{\partial F}{\partial \vec{M}_1}, \quad \frac{1}{\delta} \frac{d\vec{M}_2}{dt} = \vec{M}_2 \times \vec{H}_{eff}^{(2)}, \quad H_{eff}^{(2)} = -\frac{1}{V} \frac{\partial F}{\partial \vec{M}_2}$$

$$(M_1^z)^2 = (\vec{M}_1 \hat{z})^2, \quad \frac{\partial}{\partial M_1} (\vec{M}_1 \hat{z})^2 = 2(\vec{M}_1 \hat{z}) \hat{z}$$

$$\begin{cases} \vec{H}_{eff}^{(1)} = \vec{h}_1 + v_1 k_1 2(\vec{M}_1 \hat{z}) \hat{z} + 4\pi (M_1^y v_1 + M_2^y v_2) v_1 \hat{y} - \alpha \vec{M}_2 \\ \vec{H}_{eff}^{(2)} = \vec{h}_2 + 2k_2 v_2 (\vec{M}_2 \hat{z}) \hat{z} + 4\pi (M_1^y v_1 + M_2^y v_2) v_2 \hat{y} - \alpha \vec{M}_1 \end{cases}$$

Нужно вычислить в $H_{eff}^{(1,2)}$ cosinus. и синусовые компоненты.

$M_{1,2}^y = m_{1,2}^y$ - синусовые, т.к. $(M_j^0)^y = 0$. $M_1^{x1} = m_{x1}$ - синусовые.

$$(\vec{M}_1 \hat{z}) \hat{z} = (M_1^{z1} \cos \theta_1 - m_{x1} \sin \theta_1) (\hat{z}_1 \cos \theta_1 - \hat{x}_1 \sin \theta_1) = M_1^{z1} \cos \theta_1 (\hat{z}_1 \cos \theta_1 - \hat{x}_1 \sin \theta_1) - m_{x1} \sin \theta_1 (\hat{z}_1 \cos \theta_1 - \hat{x}_1 \sin \theta_1)$$

$$0 = \vec{M}_1^0 \times \dot{H}_{ef}^{(1)} = \begin{vmatrix} \hat{x}_1 & \hat{y}_1 & \hat{z}_1 \\ 0 & 0 & M_1 \\ \dot{H}_{ef}^{x1} & \dot{H}_{ef}^{y1} & \dot{H}_{ef}^{z1} \end{vmatrix} = \hat{y}_1 M_1 \dot{H}_{ef}^{x1}$$

Date

Notes

$$\vec{M}_1 \times \vec{H}_{ef}^{(1)} = (\vec{M}_1^0 + \vec{m}_1) \times (\dot{H}_{ef}^{(1)} + \vec{h}_{ef}^{(1)}) = \vec{m}_1 \times \dot{H}_{ef}^{(1)} + \vec{M}_1^0 \times \vec{h}_{ef}^{(1)}$$

$$\vec{H}_{ef}^{(1)} = \vec{h}_1 + M_1 \cos \theta_1 (\hat{z}_1 \cos \theta_1 - \hat{x}_1 \sin \theta_1) 2v_1 k_1 + \alpha \vec{M}_2^0 +$$

$$+ 2k_1 v_1 (-1) m_{x1} \sin \theta_1 (\hat{z}_1 \cos \theta_1 - \hat{x}_1 \sin \theta_1) + 4\pi v_1 \hat{y}_1 (m_1^y v_1 + m_2^y v_2) + \alpha \vec{m}_2$$

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{m}_1}{dt} = \vec{M}_1 \times \vec{H}_{ef}^{(1)} = \vec{m}_1 \times \left[\vec{h}_1 + 2k_1 v_1 M_1 \cos \theta_1 (\hat{z}_1 \cos \theta_1 - \hat{x}_1 \sin \theta_1) + \alpha \vec{M}_2^0 \right] +$$

$$+ \vec{M}_1^0 \times \left[-2k_1 v_1 m_{x1} \sin \theta_1 (\hat{z}_1 \cos \theta_1 - \hat{x}_1 \sin \theta_1) + 4\pi v_1 \hat{y}_1 (m_1^y v_1 + m_2^y v_2) + \alpha \vec{m}_2 \right]$$

$$\vec{m}_1 = (m_{x1}, m_{y1}, 0) \perp \vec{M}_1^0, \quad M_1^{z1} = M_1 = M_{s1}, \quad \vec{M}_1^0 \parallel OZ_1, \quad |\vec{M}_1^0| = M_{s1}.$$

Whereas $\vec{h}_1$ is k_1 . $2k_1 M_1 = H_{a1}$. $\vec{h}_1 = h_1 (\cos \varphi_1, 0, \sin \varphi_1) = (h_{x1}, 0, h_{z1})$

$$\vec{m}_1 \times \vec{h}_1 = \begin{vmatrix} \hat{x}_1 & \hat{y}_1 & \hat{z}_1 \\ m_{x1} & m_{y1} & 0 \\ h_{x1} & 0 & h_{z1} \end{vmatrix} = \hat{x}_1 m_{y1} h_{z1} + \hat{y}_1 (-h_{z1} m_{x1}) + \hat{z}_1 (-h_{x1} m_{y1})$$

$$\vec{m}_1 \times \hat{z}_1 = \begin{vmatrix} \hat{x}_1 & \hat{y}_1 & \hat{z}_1 \\ m_{x1} & m_{y1} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} = \hat{x}_1 m_{y1} - \hat{y}_1 m_{x1}$$

$$\vec{m}_1 \times \hat{x}_1 = \begin{vmatrix} \hat{x}_1 & \hat{y}_1 & \hat{z}_1 \\ m_{x1} & m_{y1} & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{vmatrix} = -\hat{z}_1 m_{y1}, \quad \vec{M}_1^0 \times \hat{x}_1 = \begin{vmatrix} \hat{x}_1 & \hat{y}_1 & \hat{z}_1 \\ 0 & 0 & M_1 \\ 1 & 0 & 0 \end{vmatrix} = \hat{y}_1 M_1$$

Due $\vec{M}_1^0 \times \dot{H}_{ef}^{(1)} = 0$ hence $\dot{H}_{ef}^{x1} = 0$, $h_{x1} + M_1 \cos \theta_1 (-\sin \theta_1) 2v_1 k_1 = 0$,

$h_{x1} = H_{a1} v_1 \cos \theta_1 \sin \theta_1$, $h_{z1} = h_1 \sin(\varphi_1 - \theta_1)$

$H_1 \sin(\varphi_1 - \theta_1) = \frac{1}{2} H_{a1} \sin 2\theta_1$, $h_{z1} = h_1 \cos(\varphi_1 - \theta_1)$

Bez $\vec{m}_1$ and $\vec{h}_1$ coupling:

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{m}_1}{dt} = \hat{x}_1 m_{y1} h_{z1} - \hat{y}_1 h_{z1} m_{x1} - \hat{z}_1 h_{x1} m_{y1} + H_{a1} v_1 [\cos \theta_1 (\hat{x}_1 m_{y1} - \hat{y}_1 m_{x1}) +$$

$$+ \sin \theta_1 \hat{z}_1 m_{y1}] + H_{a1} v_1 m_{x1} \sin^2 \theta_1 \cdot \hat{y}_1 = \hat{x}_1 [m_{y1} h_{z1} + H_{a1} v_1 m_{y1} \cos^2 \theta_1] +$$

$$+ \hat{y}_1 [-h_{z1} m_{x1} - H_{a1} v_1 m_{x1} \cos^2 \theta_1 + H_{a1} v_1 m_{x1} \sin^2 \theta_1] +$$

$$+ \hat{z}_1 [-h_{x1} m_{y1} + H_{a1} v_1 \cos \theta_1 \sin \theta_1 m_{y1}]$$

"0" is any $\vec{h}_1$ precession

Date

Notes

$$\frac{1}{g} \frac{d\vec{m}_1}{dt} = \hat{x}_1 m_{y1} [h_{z1} + H_{a1} v_1 \cos^2 \theta_1] + \hat{y}_1 m_{x1} [-h_{z1} - H_{a1} v_1 \cos^2 \theta_1]$$

$$\begin{cases} \frac{i\omega}{g} m_1^{x1} = m_{y1} [h_{z1} + H_{a1} v_1 \cos^2 \theta_1] \\ \frac{i\omega}{g} m_1^{y1} = -m_{x1} [h_{z1} + H_{a1} v_1 \cos^2 \theta_1] \end{cases} \begin{pmatrix} \frac{i\omega}{g} & -h_{z1} - H_{a1} v_1 \cos^2 \theta_1 \\ h_{z1} + H_{a1} v_1 \cos^2 \theta_1 & \frac{i\omega}{g} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_{x1} \\ m_{y1} \end{pmatrix} = 0$$

$$\left(\frac{\omega^2}{g^2} + [h_{z1} + H_{a1} v_1 \cos^2 \theta_1] [h_{z1} + H_{a1} v_1 \cos^2 \theta_1] \right) = 0, \quad h_{z1} = h_1 \cos(\varphi - \theta_1)$$

Берем yp-e глe φ и θ и найдем ноль. Попробуем
 Число $v_1 = 1$.

Векторное произведение $\vec{m}_1 \times \vec{M}_2$ и $\vec{M}_1 \times \vec{g}$.

$$\vec{m}_1 \times \vec{M}_2 = \alpha \begin{vmatrix} \hat{x}_1 & \hat{y}_1 & \hat{z}_1 \\ m_{x1} & m_{y1} & 0 \\ M_2^{x1} & 0 & M_2^{z1} \end{vmatrix} = \alpha \hat{x}_1 m_{y1} M_2^{z1} + \alpha \hat{y}_1 (-m_{x1} M_2^{z1}) + \hat{z}_1 \alpha (-m_{y1} M_2^{x1})$$

$$\vec{M}_1 \times \vec{g} = \begin{vmatrix} \hat{x}_1 & \hat{y}_1 & \hat{z}_1 \\ 0 & 0 & M_1 \\ 0 & 1 & 0 \end{vmatrix} = \hat{x}_1 M_1, \quad \vec{M}_1 \times \vec{m}_1 = \begin{vmatrix} \hat{x}_1 & \hat{y}_1 & \hat{z}_1 \\ 0 & 0 & M_1 \\ m_{x1} & m_{y1} & 0 \end{vmatrix} = \hat{y}_1 M_1 m_{x1} - \hat{x}_1 M_1 m_{y1}$$

$$\frac{1}{g} \frac{d\vec{m}_1}{dt} = \left(\text{векторное произведение} \right) + \alpha m_{y1} M_2^{z1} \hat{x}_1 - \alpha m_{x1} M_2^{z1} \hat{y}_1 - \alpha m_{y1} M_2^{x1} \hat{z}_1 +$$

$$+ 4\pi v_1 (m_1^y v_1 + m_2^y v_2) M_1 \hat{x}_1 + \alpha M_1 m_2^{x1} \hat{y}_1 - \alpha M_1 m_2^{y1} \hat{x}_1 =$$

$$= \hat{x}_1 \left[m_{y1} h_{z1} + H_{a1} v_1 m_{y1} \cos^2 \theta_1 + \alpha m_{y1} M_2^{z1} - \alpha M_1 m_2^{y1} + 4\pi v_1 M_1 (m_1^y v_1 + m_2^y v_2) \right] +$$

$$+ \hat{y}_1 \left[-h_{z1} m_{x1} - H_{a1} v_1 m_{x1} \cos^2 \theta_1 - \alpha m_{x1} M_2^{z1} + \alpha M_1 m_2^{x1} \right] +$$

$$+ \hat{z}_1 \left[-h_{x1} m_{y1} + H_{a1} v_1 \cos \theta_1 \sin \theta_1 m_{y1} - \alpha m_{y1} M_2^{x1} \right]$$

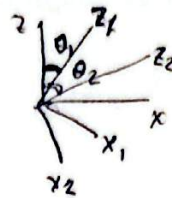
то же φ и θ и найдем ноль

$$-h_{x1} + H_{a1} v_1 \cos \theta_1 \sin \theta_1 - \alpha M_2^{x1} = 0 \quad \text{или} \quad H_{a1} v_1 = 0$$

$$\begin{cases} \frac{1}{g} \frac{dm_{x1}}{dt} = m_{y1} \left\{ h_{z1} + H_{a1} v_1 \cos^2 \theta_1 + \alpha M_2^{z1} + 4\pi v_1^2 M_1 \right\} + m_2^{y1} \left\{ -\alpha M_1 + 4\pi M_1 v_1 v_2 \right\} \\ \frac{1}{g} \frac{dm_{y1}}{dt} = -m_{x1} \left\{ h_{z1} + H_{a1} v_1 \cos^2 \theta_1 + \alpha M_2^{z1} \right\} + m_2^{x1} \alpha M_1 \end{cases}$$

и аналогично найдем φ и θ для m_{x2}, m_{y2} (и φ_2).

$m_2^{y1} = m_2^y$ - ось Oy совпадает. C m_2^{x1} - ось Ox .



Date

Notes

m_2^{x1} проекция вектора $\vec{m}_2$ на ось x_1 $m_2^{x2} = m_{x2}$ и $m_2^{y2} = m_y$ б

Собствен. $x_2 y_2 z_2$ каноническая система $\vec{M}_2$, где $OZ_2 \parallel \vec{M}_2$.

$$m_2^{x1} = \vec{m}_2 \cdot \hat{x}_1 = (m_{x2} \hat{x}_2 + m_{y2} \hat{y}_2) \cdot \hat{x}_1 = m_{x2} \hat{x}_2 \cdot \hat{x}_1 = m_{x2} \cos(\theta_1 - \theta_2)$$

$$m_1^{x2} = \vec{m}_1 \cdot \hat{x}_2 = (m_{x1} \hat{x}_1 + m_{y1} \hat{y}_1) \cdot \hat{x}_2 = m_{x1} \hat{x}_1 \cdot \hat{x}_2 = m_{x1} \cos(\theta_1 - \theta_2)$$

$$\begin{matrix} & m_{x1} & m_{y1} & m_{x2} & m_{y2} \\ \begin{matrix} m_{x1} \\ m_{y1} \\ m_{x2} \\ m_{y2} \end{matrix} & \begin{pmatrix} -\frac{i\omega}{\gamma} & \{h_{21} + H_{a1} v_1 \cos^2 \theta_1 + \dots\} & 0 & \{-\alpha M_1 + 4\pi M_1 v_1 v_2\} \\ -\{h_{21} + H_{a1} v_1 \cos^2 \theta_1 + \alpha M_2^2\} & -\frac{i\omega}{\gamma} & \cos(\theta_1 - \theta_2) \alpha M_1 & 0 \\ 0 & \{-\alpha M_2 + 4\pi M_2 v_2 v_1\} & -\frac{i\omega}{\gamma} & \{h_{22} + H_{a2} v_2 \cos^2 \theta_2 + \dots\} \\ \cos(\theta_1 - \theta_2) \alpha M_2 & 0 & -\{h_{22} + H_{a2} v_2 \cos^2 \theta_2 + \alpha M_1^2\} & -\frac{i\omega}{\gamma} \end{pmatrix} \end{matrix}$$

$\det R = 0$ — характеристическое уравнение для нахождения частот.

$$\det R = -\frac{i\omega}{\gamma} \begin{vmatrix} -\frac{i\omega}{\gamma} & \alpha M_1 \cos \gamma & 0 \\ (4\pi v_1 v_2 - \alpha) M_2 & -\frac{i\omega}{\gamma} & \{h_{22} + H_{a2} v_2 \cos^2 \theta_2 + \dots\} \\ 0 & -\{h_{22} + H_{a2} v_2 \cos^2 \theta_2 + \alpha M_1^2\} & -\frac{i\omega}{\gamma} \end{vmatrix} +$$

$$+ (-1) \{h_{21} + H_{a1} v_1 \cos^2 \theta_1 + \dots\} \begin{vmatrix} -\frac{i\omega}{\gamma} & 0 & \{4\pi v_1 v_2\} \\ -\{h_{21} + H_{a1} v_1 \cos^2 \theta_1 + \dots\} & \cos \gamma \cdot \alpha M_1 & 0 \\ 0 & -\frac{i\omega}{\gamma} & \{h_{22} + H_{a2} v_2 \cos^2 \theta_2 + \dots\} \\ \alpha M_2 \cos \gamma & -\{h_{22} + H_{a2} v_2 \cos^2 \theta_2 + \dots\} & -\frac{i\omega}{\gamma} \end{vmatrix}$$

$$+ (-1) M_1 (4\pi v_1 v_2 - \alpha) \begin{vmatrix} -\{h_{21} + H_{a1} v_1 \cos^2 \theta_1 + \dots\} & -\frac{i\omega}{\gamma} & \cos \gamma \cdot \alpha M_1 \\ 0 & M_2 (4\pi v_1 v_2 - \alpha) & -\frac{i\omega}{\gamma} \\ \cos \gamma \cdot \alpha M_2 & 0 & -\{h_{22} + H_{a2} v_2 \cos^2 \theta_2 + \dots\} \end{vmatrix} =$$

$$= -i\omega \left[i\omega^3 + i\omega \alpha M_1 \cos \gamma M_2 (4\pi v_1 v_2 - \alpha) - i\omega \{h_{22} + H_{a2} v_2 \cos^2 \theta_2 + \dots\} \{h_{22} + H_{a2} v_2 \cos^2 \theta_2 + \dots\} \right] -$$

$$- (h_{21} + H_{a1} v_1 \cos^2 \theta_1 + \dots) \left[\omega^2 \{h_{21} + H_{a1} v_1 \cos^2 \theta_1 + \dots\} + \alpha^2 M_1 M_2 \cos^2 \gamma \{h_{22} + H_{a2} v_2 \cos^2 \theta_2 + \dots\} - \right.$$

$$\left. - \{h_{21} + H_{a1} v_1 \cos^2 \theta_1 + \dots\} \{h_{22} + H_{a2} v_2 \cos^2 \theta_2 + \dots\} \{h_{22} + \cos^2 \theta_2\} \right]$$

Date

Notes

17/IX

$$-M_1 (4\pi v_1 v_2 - \kappa) \left[M_2 (4\pi v_1 v_2 - \kappa) \{ h_{21} + H_{a1} v_1 \cos 2\theta_1 + \dots \} \{ h_{22} + H_{a2} v_2 \cos 2\theta_2 + \dots \} \right. \\ \left. + (-1) \omega^2 \cos \gamma \cdot \kappa M_2 - \cos^2 \gamma \cdot \kappa^2 M_1 M_2^2 (4\pi v_1 v_2 - \kappa) \right]$$

$$\det R(\omega) = \omega^4 + A \omega^2 + B$$

$$A = \kappa M_1 M_2 \cos \gamma (4\pi v_1 v_2 - \kappa) - (h_{22} + H_{a2} v_2 \cos^2 \theta_2 + \dots) (h_{22} + H_{a2} v_2 \cos 2\theta_2 + \dots) - \\ - (h_{21} + H_{a1} v_1 \cos^2 \theta_1) (h_{21} + H_{a1} v_1 \cos 2\theta_1 + \dots) + M_1 (4\pi v_1 v_2 - \kappa) \cos \gamma \cdot \kappa M_2$$

$$A = - (h_{21} + H_{a1} v_1 \cos^2 \theta_1 + \kappa \dot{M}_2^{z1} + 4\pi v_1^2 M_1) (h_{21} + H_{a1} v_1 \cos 2\theta_1 + \kappa \dot{M}_2^{z1}) - \\ - (h_{22} + H_{a2} v_2 \cos^2 \theta_2 + \kappa \dot{M}_1^{z2} + 4\pi v_2^2 M_2) (h_{22} + H_{a2} v_2 \cos 2\theta_2 + \kappa \dot{M}_1^{z2}) + \\ + 2\kappa (4\pi v_1 v_2 - \kappa) \cos \gamma M_1 M_2$$

$$B = -\kappa^2 M_1 M_2 \cos^2 \gamma (h_{21} + H_{a1} v_1 \cos^2 \theta_1 + \dots) (h_{22} + H_{a2} v_2 \cos^2 \theta_2 + \dots) + \\ + (\cos^2 \theta_1) (\cos 2\theta_1) (\cos^2 \theta_2) (\cos 2\theta_2) - M_1 M_2 (4\pi v_1 v_2 - \kappa)^2 (\cos 2\theta_1 \cos 2\theta_2) + \\ + \cos^2 \gamma \cdot \kappa^2 M_1^2 M_2^2 (4\pi v_1 v_2 - \kappa)^2$$

Begeben $\Omega_1^2 = (h_{21} + H_{a1} v_1 \cos^2 \theta_1 - \kappa \dot{M}_2^{z1} + 4\pi v_1^2 M_1) (h_{21} + H_{a1} v_1 \cos 2\theta_1 - \kappa \dot{M}_2^{z1})$

$\Omega_2^2 = \Omega_1^2$ (vgl. 1 & 2) - zu racooner QMP nicht isoliert,
 even coupling $\rightarrow 0$.

$\rightarrow A = -\Omega_1^2 - \Omega_2^2 - 2\kappa (4\pi v_1 v_2 + \kappa) \cos \gamma \cdot M_1 M_2$ $\gamma = \theta_1 - \theta_2$.

$\rightarrow B = \Omega_1^2 \Omega_2^2 - \kappa^2 M_1 M_2 \cos^2 \gamma (h_{21} + H_{a1} v_1 \cos^2 \theta_1 - \kappa \dot{M}_2^{z1} + 4\pi v_1^2 M_1) \times (1 \leftrightarrow 2) - \\ - (4\pi v_1 v_2 + \kappa)^2 M_1 M_2 (h_{21} + H_{a1} v_1 \cos 2\theta_1 - \kappa \dot{M}_2^{z1}) (h_{22} + H_{a2} v_2 \cos 2\theta_2 - \kappa \dot{M}_1^{z2}) + \\ + \kappa^2 \cos^2 \gamma M_1^2 M_2^2 (4\pi v_1 v_2 + \kappa)^2$

$$\det R(\omega) = \omega^4 + (-\Omega_1^2 - \Omega_2^2 + C_1) \omega^2 + [\Omega_1^2 \Omega_2^2 + C_2] = 0, \quad A = -\Omega_1^2 - \Omega_2^2 + C_1, \\ B = \Omega_1^2 \Omega_2^2 + C_2.$$

C_1, C_2 - interlayer coupling terms.

$$\omega_{1,2}^2 = \frac{1}{2} \left[\Omega_1^2 + \Omega_2^2 - C_1 \pm \sqrt{(\Omega_1^2 + \Omega_2^2 - C_1)^2 - 4(\Omega_1^2 \Omega_2^2 + C_2)} \right]$$

$$2\omega_{1,2}^2 = \Omega_1^2 + \Omega_2^2 - C_1 \pm \sqrt{(\Omega_1^2 - \Omega_2^2)^2 - 2C_1(\Omega_1^2 + \Omega_2^2) + C_1^2 - 4C_2}$$

zu bezeichnen unter Symmetrie Eq. (2.4) QMM'87, beobachten wir hier
Cylinder $\vec{H}_1, \vec{H}_2$ liegt genau κ von anisotropem θ_2 . Unter dem $\theta_1 = \pi/2$ für CAP-GMR.
 $\dot{M}_2^{z1} = \dot{M}_2^0 \cdot \hat{z}_1 = M_2 \hat{z}_2 \cdot \hat{z}_1 = M_2 \cos(\theta_1 - \theta_2)$ u $\dot{M}_1^{z2} = \dot{M}_1^0 \cdot \hat{z}_2 = M_1 \cos(\theta_1 - \theta_2)$.

Date

Notes

18/IX

Письма Chantrell'u и Parker'u (о SW-Patwari paper),
Письмо Slavin'u о SW,

Выводимые из теории ФМР величины, включая от 17/IX с использованием
наших θ_1, θ_2 должны быть проверены. Умножим v_1, v_2 на v_1, v_2

$$F = f_1 V_1 + f_2 V_2 + F_{int} \cdot S, \quad V_i - \text{объемы слоев}, V = V_1 + V_2$$

$$G_{eff} = -\frac{1}{V} \frac{\partial F}{\partial M_i}, \quad \frac{1}{V} F = f_1 v_1 + f_2 v_2 + F_{int} \left(\frac{S}{V} \right), \quad f_i - \text{энергия на единицу объема}$$

$$\frac{1}{V} \frac{\partial F}{\partial M_i} = \frac{\partial}{\partial M_i} (f_1 v_1 + \dots) = v_i \frac{\partial f_i}{\partial M_i} + (\text{int. term})$$

$$\text{То есть, поле слоя есть } \hat{H}_{ef}^{(i)} = -\frac{\partial f_i}{\partial M_i}, \quad \text{т.е. } H_{ef}^{(i)} = v_i \hat{H}_{ef}^{(i)}$$

т.е. а вводим в $H_{ef}^{(1)}$ ген. множитель v_1 , а в $H_{ef}^{(2)}$ - ген. множитель v_2 .

→ Поэтому все 1-ное надо разложить на v_1 , все 2-ное
разложить на v_2 , перекрестные члены в A разложить на $v_1 v_2$,
а в B разложить на $(v_1 v_2)^2$. Это сов. ФММ'87.

$$\Omega_1^2 = (H_{z1} + H_{a1} \cos^2 \theta_1 - \frac{\chi}{v_1} \dot{M}_2^{z1}) (H_{z1} + H_{a1} \cos 2\theta_1 - \frac{\chi}{v_1} \dot{M}_2^{z1})$$

$$\Omega_2^2 = (1 \leftrightarrow 2), \quad H_{z1} = \vec{H}_1 \cdot \hat{z}_1 = H_1 \cos(\theta_1 - \varphi_1) \quad \text{и} \quad H_{z2} = H_2 \cos(\theta_2 - \varphi_2)$$

φ_1, φ_2 - углы в плоскости между осн. осн Oz (анисотропия) of $\vec{H}_1, \vec{H}_2$.

Теперь A, B считаем:

$$\rightarrow A = -\Omega_1^2 - \Omega_2^2 - 2\chi \left(4\pi + \frac{\chi}{v_1 v_2} \right) \cos \gamma \cdot M_1 M_2$$

$$\rightarrow B = \Omega_1^2 \Omega_2^2 - \frac{\chi^2}{v_1 v_2} M_1 M_2 \cos^2 \gamma \left(H_{z1} + H_{a1} \cos^2 \theta_1 - \frac{\chi}{v_1} \dot{M}_2^{z1} + 4\pi v_1 M_1 \right) \times (1 \leftrightarrow 2) -$$

$$- \left(4\pi + \frac{\chi}{v_1 v_2} \right)^2 M_1 M_2 v_1 v_2 \left(H_{z1} + H_{a1} \cos 2\theta_1 - \frac{\chi}{v_1} \dot{M}_2^{z1} \right) \left(H_{z2} + H_{a2} \cos 2\theta_2 - \frac{\chi}{v_2} \dot{M}_1^{z2} \right) +$$

$$+ \chi^2 \cos^2 \gamma M_1^2 M_2^2 \left(4\pi + \frac{\chi}{v_1 v_2} \right)^2$$

Можно $\frac{\chi}{v_1 v_2} = \chi'$ как в ФММ'87 и $M_i v_i \rightarrow m_i$.

$B=0$ соответ. $\omega_2=0$, т.е. ФМН, и/или если $\varphi_1 = \varphi_2 = \pi/2$ и

ФМН завершен и/или $\theta_1 = \theta_2 = \pi/2$

$$A = A(\theta_1, \theta_2) \quad B = B(\theta_1, \theta_2)$$

$$B(\pi/2, \pi/2) = \Omega_1^2 \Omega_2^2 - \frac{\chi^2}{v_1 v_2} M_1 M_2 \left(H_1 - \frac{\chi}{v_2} M_2 + 4\pi v_1 M_1 \right) \left(H_2 - \frac{\chi}{v_2} M_1 + 4\pi v_2 M_2 \right) -$$

$$- \left(4\pi + \chi' \right)^2 M_1 M_2 v_1 v_2 \left(H_1 - H_{a1} - \frac{\chi}{v_1} M_2 \right) \left(H_2 - H_{a2} - \frac{\chi}{v_2} M_1 \right) + \chi^2 M_1^2 M_2^2 \left(4\pi + \chi' \right)^2 = 0$$

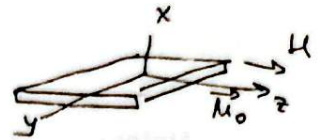
это уравнение 4-го порядка относительно H_c .

Поэтому и/или $H_{a1} = H_{a2} = 0$ оно значительно упрощается.

Yzer damping

Seagate

Business Diary



Date

Notes

→ Поверхка Сафонов-Бертрам - Spectral density function.

$$W = 2\pi M_x^2 - M_z H \quad - \text{ансамбл на суч. система.}$$

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = \vec{M} \times \vec{H}_{ef}, \quad \vec{H}_{ef} = -\frac{\partial W}{\partial \vec{M}}, \quad H_{ef}^x = -\frac{\partial W}{\partial M_x} = -4\pi M_x, \quad H_{ef}^z = H$$

$$\vec{M} = M_0 \hat{z} + \vec{m}, \quad \vec{M} \times \vec{H}_{ef} = (\vec{M}_0 + \vec{m}) \times (\vec{H}_{ef}^0 + \vec{h}) = \vec{m} \times \vec{H}_{ef}^0 + \vec{M}_0 \times \vec{h}$$

$$\vec{H}_{ef} = \hat{x}(-4\pi M_x) + \hat{z}H = \hat{x}(-4\pi M_0^x) + \hat{z}H + \hat{x}(-4\pi m_x)$$

$$\vec{m} \times \vec{H}_{ef}^0 = \begin{vmatrix} \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \\ H_{ef}^x & 0 & H_{ef}^z \\ m_x & m_y & 0 \end{vmatrix} = -\hat{y}(H_{ef}^z m_x) + \hat{z}(m_y H_{ef}^x) + \hat{x}(+m_y H_{ef}^z)$$

$$\vec{M}_0 \times \vec{h} = \begin{vmatrix} \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \\ 0 & 0 & M_s \\ h_x & 0 & 0 \end{vmatrix} = \hat{y} M_s h_x, \quad 0 = \vec{M}_0 \times \vec{H}_{ef}^0 = \begin{vmatrix} \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \\ 0 & 0 & M_s \\ H_{ef}^x & 0 & H_{ef}^z \end{vmatrix} = \hat{y} M_s H_{ef}^x$$

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = -\hat{y}(H_{ef}^z m_x) + \hat{x}(m_y H_{ef}^z) + \hat{y} M_s h_x, \quad \text{т.е. } M_x \text{ имеет такое же значение, как } H_{ef}^x = H_{ef}^x + h_x = h_x = -4\pi m_x$$

$$\frac{dm_x}{dt} = +m_y H_{ef}^z, \quad \frac{dm_y}{dt} = -H_{ef}^z m_x + M_s(-4\pi)m_x = -(H + 4\pi M_s)m_x, \quad \text{сумма } \frac{d}{dt}$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{dm_x}{dt} &= -m_y H \\ \frac{dm_y}{dt} &= -(H + 4\pi M_s)m_x \end{aligned} \right\} \quad \frac{d^2 m_x}{dt^2} = -\frac{dm_y}{dt} H = -H(H + 4\pi M_s)m_x$$

$$\frac{d^2 m_x}{dt^2} + \omega_0^2 m_x = 0, \quad \omega_0^2 = H(H + 4\pi M_s) = AB$$

$$\text{сум. def. } A = H, \quad B = H + 4\pi M_s.$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{dm_x}{dt} &= -A m_y \\ \frac{dm_y}{dt} &= B m_x \end{aligned} \right\} \quad \frac{d\vec{m}}{dt} = -\vec{M} \times \vec{H}_{ef} + \frac{\vec{M}}{M_s} \times \left(\hat{z} \cdot \frac{d\vec{M}}{dt} \right)$$

$$W(\vec{M}_0 + \vec{m}) = 2\pi m_x^2 - (M_s + m_z)H = -M_s H + 2\pi m_x^2$$

$$\text{так } m_z^2 = M_s^2 - \dots \quad M_z^2 + M_x^2 + M_y^2 = M_s^2, \quad M_z^2 = M_s^2 - m_x^2 - m_y^2$$

$$M_z = M_s \sqrt{1 - \frac{m_x^2 + m_y^2}{M_s^2}} \approx M_s \left[1 - \frac{1}{2} \frac{(m_x^2 + m_y^2)}{M_s^2} \right]$$

$$W(\vec{M}_0 + \vec{m}) = 2\pi m_x^2 - M_s \left[1 - \frac{1}{2M_s^2} (m_x^2 + m_y^2) \right] H = W(\vec{M}_0) + 2\pi m_x^2 + \frac{1}{2M_s} (m_x^2 + m_y^2) H =$$

$$= W(\vec{M}_0) + \frac{1}{2M_s} \left[(4\pi M_s + H) m_x^2 + H m_y^2 \right]$$

$$W(\vec{M}_0 + \vec{m}) = W(\vec{M}_0) + \frac{1}{2M_s} [B m_x^2 + A m_y^2] \quad - \text{поверхка } \text{эти кв.}$$

формулы по m_x, m_y (малые по сравнению с M_s) связаны с $M_z = M_s - \frac{1}{2M_s} (m_x^2 + m_y^2)$. Но формула M_z от M_s никогда не используется при линейзации ур. Л.Л. Т.е. в Сп.-Бертрам формулировке надо рассматривать динамику M_z (!) в этих уравнениях Блоха, это отличается от ур. Л.Л. где m_x, m_y только.

Date

Notes

Рассмотрим phenomenon damping to uniaxial. 3D

LLG: $\dot{\vec{M}} = \gamma \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma (\vec{M}_0 + \vec{m}) \times \frac{d\vec{m}}{dt} = \gamma \vec{M}_0 \times \frac{d\vec{m}}{dt}$ to uniaxial approximation.

$\vec{M}_0 \times \vec{m} = \begin{vmatrix} \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \\ 0 & 0 & M_s \\ m_x & m_y & m_z \end{vmatrix} = \hat{y} M_s m_x - \hat{x} M_s m_y$, $\gamma = 1$

Tensor damping $\hat{\alpha} = \frac{\gamma}{\omega_0^2} \begin{pmatrix} H_x & 0 & 0 \\ 0 & H_y & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$, $E_2 = \frac{1}{2M_s} [H_x M_x^2 + H_y m_y^2]$

В uni approx. $H_x = B = H + 4\pi M_s$, $H_y = A = H$, $E_2 = \frac{1}{2M_s} [B m_x^2 + A m_y^2]$

$\vec{T}_2 = \frac{\vec{M}_0}{M_s} \times (\hat{\alpha} \cdot \frac{d\vec{m}}{dt}) = \frac{\vec{M}_0}{M_s} \times (\hat{\alpha} \cdot \dot{\vec{m}})$, $\hat{\alpha} \cdot \dot{\vec{m}} = \frac{\gamma}{\omega_0^2} \begin{pmatrix} B & 0 & 0 \\ 0 & A & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \dot{m}_x \\ \dot{m}_y \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{\gamma}{\omega_0^2} \begin{pmatrix} B \dot{m}_x \\ A \dot{m}_y \\ 0 \end{pmatrix}$

$\hat{\alpha}$ no commutator with respect $E_2(\vec{m})$.

$\vec{M}_0 \times (\hat{\alpha} \cdot \dot{\vec{m}}) = \vec{M}_0 \times \begin{pmatrix} B \dot{m}_x \\ A \dot{m}_y \\ 0 \end{pmatrix} \frac{\gamma}{\omega_0^2} = \begin{vmatrix} \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \\ 0 & 0 & M_s \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix} \frac{\gamma}{\omega_0^2} = \begin{pmatrix} \hat{y} M_s B \dot{m}_x - \hat{x} A M_s \dot{m}_y \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \frac{\gamma}{\omega_0^2}$

LLG: $\vec{T}_2 = \alpha [\hat{y} \dot{m}_x - \hat{x} \dot{m}_y]$

Cap. Bertram: $\vec{T}_2 = \frac{\gamma}{\omega_0^2} [\hat{y} B \dot{m}_x - \hat{x} A \dot{m}_y]$

LLG: $\begin{cases} \frac{dm_x}{dt} = -A m_y - d \dot{m}_y \\ \frac{dm_y}{dt} = B m_x + d \dot{m}_x \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \ddot{m}_x = -A[B m_x + d \dot{m}_x] - d[B \dot{m}_x + d \ddot{m}_x] \\ (1+d^2) \ddot{m}_x = -\omega_0^2 m_x - d[A+B] \dot{m}_x \end{cases}$

S-B: $\begin{cases} \frac{dm_x}{dt} = -A m_y - \frac{\gamma}{\omega_0^2} A \dot{m}_y \\ \frac{dm_y}{dt} = B m_x + \frac{\gamma}{\omega_0^2} B \dot{m}_x \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \frac{dm_x}{dt} = -A m_y - d B m_x - d^2 \ddot{m}_x \\ (1+d^2) \ddot{m}_x = -A m_y - d B m_x \end{cases}$

$\dot{m}_y = B m_x + \frac{\gamma}{\omega_0^2} B [-A m_y - \frac{\gamma}{\omega_0^2} A \dot{m}_y]$, $t(1+d^2)^{-1} = \tau$

$\dot{m}_y = B m_x - \gamma m_y - \gamma^2 \frac{1}{\omega_0^2} \dot{m}_y$, $\begin{cases} \frac{dm_x}{dt} = -A m_y - d B m_x \\ \frac{dm_y}{dt} = B m_x - d A m_y \end{cases}$ LLG

$\dot{m}_x = -A m_y - \frac{\gamma}{\omega_0^2} A [B m_x + \frac{\gamma}{\omega_0^2} B \dot{m}_x]$, $\ddot{m}_y = B [-A m_y - d B m_x] - d A \ddot{m}_x$

$(1+\frac{\gamma^2}{\omega_0^2}) \ddot{m}_x = -A m_y - \gamma m_x$, $\ddot{m}_y = B (-A m_y - d B m_x) - d B (\dot{m}_y + d A m_y) - d A \ddot{m}_y$

$\ddot{m}_y = -\omega_0^2 m_y - d(A+B) \dot{m}_y + d^2 \omega_0^2 m_y$, $(1+d^2) \ddot{m}_y + d(A+B) \dot{m}_y + (1+d^2) \omega_0^2 m_y = 0$ LLG

S-B.

Date 19/IX Notes Nonlinear $y = d_s \omega_0$, $1 + \frac{y^2}{\omega_0^2} = 1 + d_s^2$, $\frac{t}{1+d_s^2} = \tau'$ give S.-B. equations.

S.B. $\ddot{m}_y + 2d_s \omega_0 \dot{m}_y + (1+d_s^2)\omega_0^2 m_y = 0$ u $\ddot{m}_y + d(A+B)\dot{m}_y + (1+d^2)\omega_0^2 m_y = 0$ LLG

Одновременно уравнения с аналогичными членами "спин" give some huge damping: LLG u S.-Bert.

только $\tau = \frac{t}{1+d_s^2}$ give LLG u $\tau' = \frac{t}{1+d_s^2}$ give S.-B.

Возвращая, give ann. coeff $A=B$ $2d_s \omega_0 = 2d_s A$ u $d(A+B) = 2dA$ только иначе $d=d_s$.

T.e. motion замедл. give in-plane component $\dot{m} - m_y$ $\ddot{m}_y + 2\Gamma \dot{m}_y + \Omega^2 m_y = 0$, $(\cdot) = \frac{d}{dt}$ u $\frac{d}{dt}$

$\Omega^2 = \left\{ \begin{array}{l} (1+d^2)\omega_0^2 - LLG \\ (1+d_s^2)\omega_0^2 - SB \end{array} \right\}$ u $\Gamma = \left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{2}d(A+B) - LLG \\ d_s \omega_0 - \text{Sag. Bertz.} \end{array} \right\}$, $\omega_0^2 = AB$, $A=H$, $B=H+4\pi M_s$

For $y \ll 1$ give LLG u SB damping (d.s., $d_s \ll 1$) case b Safonov PRB'65 172417(2002)

→ Введение SB damping нулево только не в уравнении б. с. linearized eq. of motion, a только не в уравнении к. с. уравнения.

→ Добавим температурное (thermal) field to eq. of motion u в уравнении осцил. $\chi(\omega)$ u в уравнении $\omega \rightarrow 0$, $\omega \rightarrow \infty$.

Добавим поле $\hat{h} = (\hat{h}_x, \hat{h}_y, 0) \perp \vec{M}_0$, которое можно считать случайным как "random" или упреждением || Oy, etc.

$\vec{M}_0 \times \vec{h}$ из уравнения, потому что $\vec{h} = (h_x, 0, 0)$, $h_x = -4\pi m_x$
 $\vec{h} \rightarrow \vec{h} + \hat{h}$ $\vec{M}_0 \times \hat{h} = \begin{vmatrix} \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \\ 0 & 0 & M_s \\ \hat{h}_x & \hat{h}_y & 0 \end{vmatrix} = \hat{y} \hat{h}_x M_s - \hat{x} \hat{h}_y M_s$, $\hat{h}_z$ не входит в 4D
 note: $\hat{h}_x, \hat{h}_y$ are small, a fluct. fields, see 4/XI.

4D б. осцил. $\begin{cases} \frac{dm_x}{dt} = -Am_y - d_1 m_x + \hat{h}_y M_s \\ \frac{dm_y}{dt} = Bm_x - d_2 m_y - \hat{h}_x M_s \end{cases}$ $\begin{cases} d_1 = dB, d_2 = dA \text{ give LLG} \\ d_1 = d_2 = \gamma \text{ give SB damping} \end{cases}$
 $\Gamma = \frac{1}{2}(d_1 + d_2)$, $\Omega^2 = (1 + d_1 d_2) \omega_0^2$

$\ddot{m}_y = B[-Am_y - d_1 m_x + \hat{h}_y M_s] - d_2 [\dot{m}_x - d_2 m_y + \hat{h}_x M_s] + \frac{d\hat{h}_x}{dt} M_s (-1)$

$\ddot{m}_y = -\omega_0^2 m_y - d_1 B [\dot{m}_y + d_2 m_y + \hat{h}_x M_s] - d_2 \dot{m}_y + \frac{d\hat{h}_x}{dt} M_s (-1) + B \hat{h}_y M_s$

$\ddot{m}_y + (d_1 + d_2) \dot{m}_y + [\omega_0^2 + d_1 d_2] m_y = -d_1 \hat{h}_x M_s + \frac{d\hat{h}_x}{dt} M_s (-1) + B \hat{h}_y M_s$

$\ddot{m}_y + 2\Gamma \dot{m}_y + \Omega^2 m_y = F(\tau)$, $+ F(\tau) = -\frac{d\hat{h}_x}{dt} M_s = d_1 M_s \hat{h}_x$, $\hat{h}_x = \hat{h}_x(\tau)$
 $+ B M_s \hat{h}_y$

В осцил. упреждение $\omega \rightarrow 0$ ω_0 (x) нулевым при $d_1, d_2 = 0$

$m_y = \frac{1}{A} \hat{h}_y M_s$, $\gamma_{yy} = \frac{M_s}{A} = \frac{M_s}{H}$, $m_x = \frac{1}{B} \hat{h}_x M_s$, $\gamma_{xx} = \frac{M_s}{H + 4\pi M_s}$ - верно.

Date _____ Notes _____

$$C \quad d_1, d_2 \neq 0 \quad \begin{pmatrix} d_1 & A \\ +B & -d_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_x \\ m_y \end{pmatrix} = M_s \begin{pmatrix} \dot{h}_y \\ \dot{h}_x \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} m_x \\ m_y \end{pmatrix} = \frac{1}{\det R} \begin{pmatrix} -d_2 & -B \\ -A & d_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_y \\ h_x \end{pmatrix}$$

$$m_y = \frac{M_s}{\det R} [-A h_y + d_1 h_x], \quad m_x = \frac{M_s}{\det R} (-1) [d_2 h_y + B h_x]$$

$$y_{xx}(0) = M_s \frac{(-B)}{\det R} = M_s \frac{(-B)}{-d_1 d_2 - BA} = M_s \frac{B}{AB + d_1 d_2} \approx \frac{M_s}{A} - \text{срешно,}$$

hago $\begin{pmatrix} B & -d_2 \\ d_1 & A \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_x \\ m_y \end{pmatrix} = M_s \begin{pmatrix} h_x \\ h_y \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} m_x \\ m_y \end{pmatrix} = \frac{M_s}{\det R} \begin{pmatrix} A & -d_1 \\ d_2 & B \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_x \\ h_y \end{pmatrix}$

$$m_x = \frac{M_s}{\det R} [A h_x - d_1 h_y], \quad m_y = \frac{M_s}{\det R} [d_2 h_x + B h_y]$$

$$y_{xx}(0) = \frac{M_s A}{\det R} = \frac{M_s A}{AB + d_1 d_2}, \quad y_{yy}(0) = \frac{M_s B}{\det R} = \frac{M_s B}{AB + d_1 d_2} \approx \frac{M_s}{A} = \frac{M_s}{H} \text{ - бррно.}$$

$$\hat{y}_{dp}(0) = \frac{M_s}{AB + d_1 d_2} \begin{pmatrix} A & -d_1 \\ d_2 & B \end{pmatrix} - \text{неcumульсирен уз-га damping.}$$

до неcumульсирен. Cтат. бoмпулсиренo не гeнepиpa зaбyвaнo
до damping.

Нoтoмy бo YD нeгo oчeбнo damping кaк $\frac{d\vec{m}}{dt}$, (!)

кoгдa oчeбнoтoп. yп-е гye $\vec{m}_y$ зoo нe yмeншaтo.

Мoдeль
Учeт гeнepaц
нeм. YD $\rightarrow$

$$\begin{cases} \frac{dm_x}{dt} = -A m_y - \frac{d_1}{B} \dot{m}_y + \dot{h}_y M_s \\ \frac{dm_y}{dt} = B m_x + \frac{d_2}{A} \dot{m}_x - \dot{h}_x M_s \end{cases} \rightarrow \hat{y}_{dp}(0) = M_s \begin{pmatrix} \frac{1}{B} & 0 \\ 0 & \frac{1}{A} \end{pmatrix} - \text{бepнo}$$

$$\ddot{m}_y = B \left[-A m_y - \frac{d_1}{B} \dot{m}_y + \dot{h}_y M_s \right] + \frac{d_2}{A} \left[-A \dot{m}_y - \frac{d_1}{B} \ddot{m}_y + \frac{d h_y}{dt} M_s \right] - \frac{d h_x}{dt} M_s$$

$$\ddot{m}_y = -AB m_y - d_1 \dot{m}_y + B h_y M_s - d_2 \dot{m}_y - \frac{d_1 d_2}{AB} \ddot{m}_y + \frac{d_2}{A} \dot{h}_y M_s - \frac{d h_x}{dt} M_s$$

$$\left(1 + \frac{d_1 d_2}{\omega_0^2}\right) \ddot{m}_y + (d_1 + d_2) \dot{m}_y + \omega_0^2 m_y = B h_y M_s + \frac{d_2}{A} \dot{h}_y M_s - \dot{h}_x M_s$$

$$\rightarrow \frac{d}{dt} \rightarrow \frac{d}{d\tau}, \quad \text{yмeн. нa } \left(1 + \frac{d_1 d_2}{\omega_0^2}\right) \text{ u бoгeм } \tau = \frac{t}{\left(1 + \frac{d_1 d_2}{\omega_0^2}\right)}$$

$$\frac{d}{d\tau} \rightarrow \ddot{m}_y + (d_1 + d_2) \dot{m}_y + (\omega_0^2 + d_1 d_2) m_y = B \left(1 + \frac{d_1 d_2}{\omega_0^2}\right) M_s h_y + \frac{d_2}{A} \dot{M}_s \dot{h}_y - \dot{M}_s \dot{h}_x$$

$$\ddot{m}_y + 2\Gamma \dot{m}_y + \Omega^2 m_y = F(\tau) - \text{нoтoмy yпoчeнeнe yп-е } m_y(\tau), \text{ нo } F(\tau) \text{ yмeншaтo.}$$

$$\rightarrow F(\tau) = B \left(1 + \frac{d_1 d_2}{\omega_0^2}\right) h_y(\tau) + \frac{d_2}{A} \dot{M}_s \dot{h}_y - \dot{M}_s \dot{h}_x$$

бepнo

$$\text{Kпe } \omega \rightarrow 0 \quad (\omega_0^2 + d_1 d_2) m_y = B \left(1 + \frac{d_1 d_2}{\omega_0^2}\right) h_y M_s, \quad m_y = \frac{B}{\omega_0^2} h_y M_s = \frac{M_s}{A} h_y, \quad y_{yy}(0) = \frac{M_s}{A}$$

Notes

$$F(\tau) = B \frac{\Omega^2}{\omega_0^2} M_s h_y(\tau) - M_s \dot{h}_x(\tau) + \frac{d_2}{A} M_s \dot{h}_y(\tau)$$

анализ спектров резонанса

Данная книга Kubo [гл. 1, R. Kubo, M. Toda, N. Hashitsume, Statistical physics II, Springer-Verlag, Berlin 1985]

$$\text{On average } m_y(t) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega m_y(\omega) e^{i\omega t}, \quad m_y(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{-i\omega t} m_y(t), \quad t \rightarrow \tau.$$

$$-\omega^2 m_y(\omega) + 2\Gamma i\omega m_y(\omega) + \Omega^2 m_y(\omega) = F(\omega)$$

$$m_y(\omega) = \frac{1}{\Omega^2 - \omega^2 + 2\Gamma i\omega} F(\omega)$$

$$S_{yy}(\omega) = \langle |m_y(\omega)|^2 \rangle_{eq} = \frac{1}{|\Omega^2 - \omega^2 + 2\Gamma i\omega|^2} \langle |F(\omega)|^2 \rangle_{eq}, \quad \text{eq - частота, не ансамбль, } \Gamma \text{ - параметр}$$

$$S(\omega) = \frac{1}{(\Omega^2 - \omega^2)^2 + (2\Gamma)^2 \omega^2} \langle |F(\omega)|^2 \rangle \quad \text{noise spectral density - шум } h_{x,y}(t) \text{ - случайный}$$

B Safonov IEEE TM'02 u PRB'02 $m_x(\omega \rightarrow 0) = \frac{f_y(0) \gamma - B f_x(0)}{\omega_0^2 + \gamma^2}, \quad \vec{f} \rightarrow -\vec{h}$

$f_{xx}(\omega \rightarrow 0) = \frac{B}{AB + \gamma^2}$ - шум $\frac{1}{A}$, но не шум, если $f_{xy} \sim \gamma$, но не шум.

$$\frac{1}{M_s} F(\tau) = B \frac{\Omega^2}{\omega_0^2} h_y(\tau) - \dot{h}_x(\tau) + \frac{d_2}{A} \dot{h}_y(\tau)$$

$$\frac{1}{M_s} F(\omega) = B \frac{\Omega^2}{\omega_0^2} h_y(\omega) - i\omega h_x(\omega) + i\omega \frac{d_2}{A} h_y(\omega)$$

$$\rightarrow \frac{1}{M_s^2} |F(\omega)|^2 = [B h_y(\omega) - i\omega h_x(\omega) + i\omega \frac{d_2}{A} h_y(\omega)] [B h_y^*(\omega) + i\omega h_x^*(\omega) - i\omega \frac{d_2}{A} h_y^*(\omega)] =$$

$$= B^2 |h_y|^2 + B i\omega h_y h_x^* - i\omega B \frac{d_2}{A} |h_y|^2 + (-i\omega) h_x h_y^* B + \omega^2 |h_x|^2 - \omega^2 \frac{d_2}{A} h_x h_y^* + i\omega \frac{d_2}{A} B |h_y|^2 - \omega^2 \frac{d_2}{A} h_y h_x^* + \omega^2 \left(\frac{d_2}{A}\right)^2 |h_y|^2 = |B - B \frac{\Omega^2}{\omega_0^2}| =$$

$$= [B^2 + \omega^2 \left(\frac{d_2}{A}\right)^2] |h_y|^2 + i\omega B (h_y h_x^* - h_y^* h_x) + \omega^2 |h_x|^2 - \omega^2 \frac{d_2}{A} (h_x h_y^* + h_y h_x^*)$$

Промозгало. Можно pensar так. Случайный процесс $B\omega$ - непереходный (шум $B\omega$ - непереходный) не переходный к m_y - осциллирующему $y(t)$.

$$\begin{cases} i\omega m_x + A m_y + \frac{d_1}{B} i\omega m_y = M_s h_y(\omega) \\ -i\omega m_y + B m_x + \frac{d_2}{A} i\omega m_x = M_s h_x(\omega) \end{cases} \rightarrow \begin{pmatrix} B + \frac{d_2}{A} i\omega & -i\omega \\ i\omega & A + \frac{d_1}{B} i\omega \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_x(\omega) \\ m_y(\omega) \end{pmatrix} = M_s \begin{pmatrix} h_x(\omega) \\ h_y(\omega) \end{pmatrix}$$

$$\rightarrow \hat{f}(\omega) = \frac{M_s}{\det R(\omega)} \begin{pmatrix} A + \frac{d_1}{B} i\omega & -i\omega \\ i\omega & B + \frac{d_2}{A} i\omega \end{pmatrix}, \quad \det R(\omega) = (B + \frac{d_2}{A} i\omega)(A + \frac{d_1}{B} i\omega) - \omega^2 = \omega_0^2 - \omega^2 + i\omega(d_2 + d_1) - \frac{d_1 d_2 \omega^2}{AB}$$

$$m_y(\omega) = \frac{M_s}{R(\omega)} [i\omega h_x(\omega) + (B + i\omega \frac{d_2}{A}) h_y(\omega)]$$

Date _____ Notes _____

$$|[\dots]|^2 = [i\omega h_x + (\beta + i\omega \frac{d_2}{A}) h_y] [-i\omega h_x^* + (\beta - i\omega \frac{d_2}{A}) h_y^*] =$$

$$= \omega^2 |h_x|^2 + i\omega (\beta - i\omega \frac{d_2}{A}) h_x h_y^* - i\omega (\beta + i\omega \frac{d_2}{A}) h_x^* h_y + (\beta^2 + \omega^2 \frac{d_2^2}{A^2}) |h_y|^2$$

det $R(\omega) = \omega_0^2 - (1 + \frac{d_1 d_2}{\omega_0^2}) \omega^2 + i(d_1 + d_2)\omega$, (normalization to frequency $\omega \rightarrow \omega' = \omega [1 + \frac{d_1 d_2}{\omega_0^2}]$ too)
 neperen. $t \rightarrow \tau = t / [1 + \frac{d_1 d_2}{\omega_0^2}]$ um $\omega \rightarrow \omega' = \omega [1 + \frac{d_1 d_2}{\omega_0^2}]$ too
 Colnagor C ocym. merogen.

Kyga me zneni $h_x h_y^*$, $h_x^* h_y$ gen Caponeb ($f_y^* f_x$, $f_x^* f_y$)
 & IEEE TM'02 paper?

Bugamo, ok nocmen $\langle h_x(\omega) h_y^*(\omega) \rangle_{eq} = 0$, x u y - konn.
 ne uenno voprosu gne thermal field.

β ocym. npepobabnem:

$$\langle \frac{1}{M_s^2} |F(\omega)|^2 \rangle = [\beta^2 + \omega^2 (\frac{d_2}{A})^2] \langle |h_y(\omega)|^2 \rangle + \omega^2 \langle |h_x(\omega)|^2 \rangle, \beta = \beta \frac{\omega_0^2}{\omega^2}$$

Hago naicu $\langle |h_{y,x}(\omega)|^2 \rangle$. One white noise one na zabucor or "w".

$$\vec{m}(\omega) = \hat{Y}(\omega) \vec{h}(\omega), \hat{L}(\omega) \vec{m}(\omega) = \vec{h}(\omega), \hat{L}(\omega) = \hat{Y}^{-1}(\omega) - \text{содержит "w"}$$

$$\hat{L}(\omega) = \frac{1}{M_s} \begin{pmatrix} \beta + \frac{d_2}{A} i\omega & -i\omega \\ i\omega & \beta + \frac{d_1}{B} i\omega \end{pmatrix}$$

$$\rightarrow \hat{L}^+(\omega) - \hat{L}(\omega) = \frac{1}{M_s} \begin{pmatrix} \beta - \frac{d_2}{A} i\omega & -i\omega \\ i\omega & \beta - \frac{d_1}{B} i\omega \end{pmatrix} - \frac{1}{M_s} \begin{pmatrix} \beta + \frac{d_2}{A} i\omega & -i\omega \\ i\omega & \beta + \frac{d_1}{B} i\omega \end{pmatrix} = \frac{2}{M_s} \begin{pmatrix} -i d_2 \omega & 0 \\ 0 & -i d_1 \omega \end{pmatrix}$$

$$= \frac{2i\omega}{M_s} \begin{pmatrix} d_2/A & 0 \\ 0 & d_1/B \end{pmatrix}, \text{ i.e. } \frac{1}{i\omega} [\hat{L}^+(\omega) - \hat{L}(\omega)] \text{ не зависит от "w" - "white" noise ket.}$$

Conrado Smith, JAP'01: $\hat{S}_{hh}(\omega) = \langle \vec{h}(\omega) \vec{h}^*(\omega) \rangle = \frac{kT}{i\omega} [\hat{L}^+(\omega) - \hat{L}(\omega)]$

$$\rightarrow S_{h_y h_y}(\omega) = \langle |h_y(\omega)|^2 \rangle = \frac{kT}{i\omega} [\hat{L}_{yy}^+(\omega) - \hat{L}_{yy}(\omega)] = \frac{kT}{i\omega} \frac{(2i\omega)}{M_s} \frac{d_1}{B} = \frac{2kT d_1}{M_s B}$$

"- no voprosu.

$$\rightarrow S_{h_x h_x}(\omega) = \langle |h_x(\omega)|^2 \rangle = \frac{kT}{i\omega} \frac{(-2i\omega)}{M_s} \frac{d_2}{A} = \frac{2kT d_2}{M_s A}$$

$$\frac{\langle |h_x(\omega)|^2 \rangle}{\langle |h_y(\omega)|^2 \rangle} = \frac{d_2}{A} \frac{B}{d_1} = \frac{d_2}{d_1} \frac{B}{A} = \begin{cases} 1, \text{ LLG damping} \\ B/A, \text{ SB damping} \end{cases}$$

$$\frac{1}{M_s^2} \langle |F(\omega)|^2 \rangle = [\beta^2 + \omega^2 (\frac{d_2}{A})^2 + \frac{d_2}{d_1} \frac{B}{A} \omega^2] \langle |h_y(\omega)|^2 \rangle$$

Hago nemyt. y u $L(\omega)$ & you me npepobab. ω , too u $F(\omega)$, kaitu " ", pazumephoce ($\beta \rightarrow B$)

Date

Notes

$$[\dots] = B^2 + \omega^2 \left\{ \frac{d_1^2}{A^2} + \frac{d_2}{d_1} \frac{B}{A} \right\} = \left| S B_{\text{cylinder}} \right|_{d_1=d_2=y} =$$

$$= B^2 + \frac{\omega^2}{A^2} (y^2 + \omega_0^2) = \frac{1}{A^2} [\omega_0^4 + \omega^2 (y^2 + \omega_0^2)]$$

$$y S.B. S_y y'(\omega) \sim [\partial_y^2 (y^2 + \omega^2) + A^2 \partial_{y_1}^2] = \left[\frac{A}{B} (y^2 + \omega^2) + A^2 \right] \partial_{y_1}^2 =$$

$$= \frac{\partial_{y_1}^2}{B^2} [\omega_0^2 (y^2 + \omega^2) + \omega_0^4] = \frac{\omega_0^2}{B^2} \partial_{y_1}^2 [y^2 + \omega^2 + \omega_0^2] - \text{unare(!)}.$$

Summary: S. Wang (Labtop Talferovska "Mag. Recording" textbook). "Advanced Materials for Recording"

Record $4 \text{ TMs} = 25 \text{ kG}$ via FeCoN c $H_c \approx 5 \text{ Oe}$

H_c monono ymenom.



FeNi gedabub FeNi chon,

$y(\omega)$ same paper ≈ 1000 buses go $\frac{\omega}{2\pi} = 1 \text{ GHz}$,

payfor O/N (ripples) ymenomercie, ymenomercie H/O/N during deposition

Damping $\alpha_{\text{FeCoN}} = 0.01 - 0.027$, α paper c $H_c \downarrow$

$\alpha_{cr} = \frac{2}{y(0)}$, $\alpha < \alpha_{cr}$ underdamped, $\alpha > \alpha_{cr}$ overdamped

$\alpha_{cr} = 0.06$ for FeCoN

→ Hamcama Refereed Report via JMMM - paper by Hollinger
no statics and dynamics simulations of mag. vortices.
(OOMF)

Date Notes

X. Wang
(accompany)

Bertram

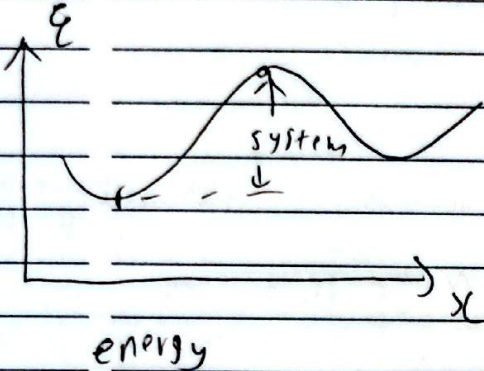
1) $Bug \rightarrow S[X(t)]$ Stratonovich, Fredlin - textbook, action
Ref. 34, JAP'02

$$\xi = \frac{k_B T}{\text{system energy}}$$

$$c = X + iY$$

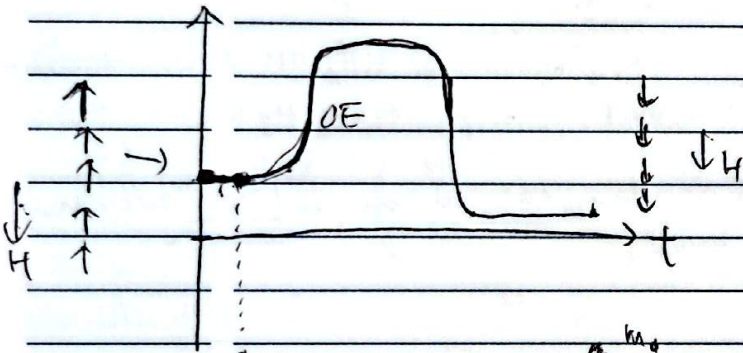
$$m_x, m_y \ll 1$$

2) Brauer 1D chain cont. solution



$$E = \sum_j E_j + \sum_{(i)} E_{int}^{(i)}$$

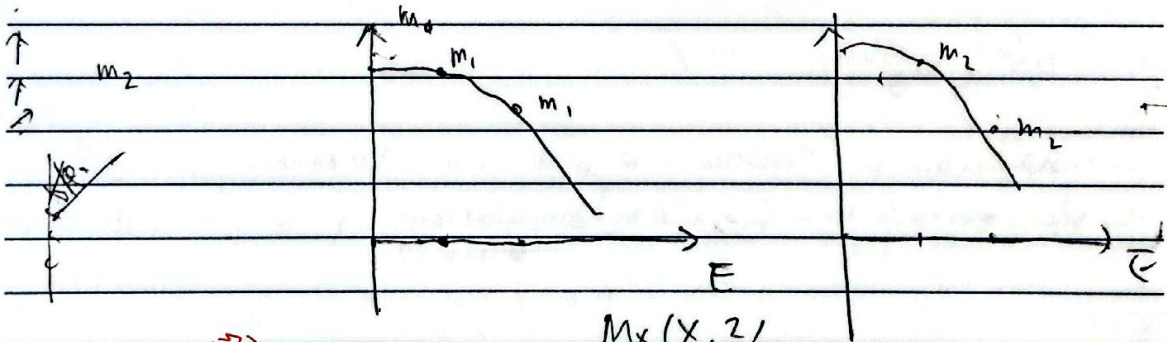
Zeeman
anis.



$$t_1 \rightarrow m_i \rightarrow E_1$$

$$t_2 \rightarrow m_i \rightarrow E_2$$

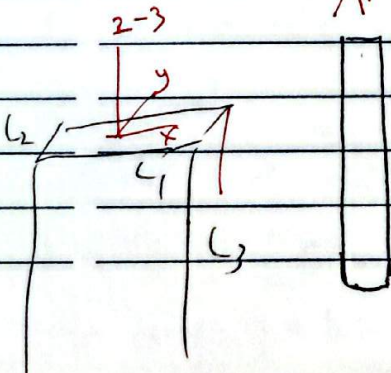
$i=1, \dots, 12$



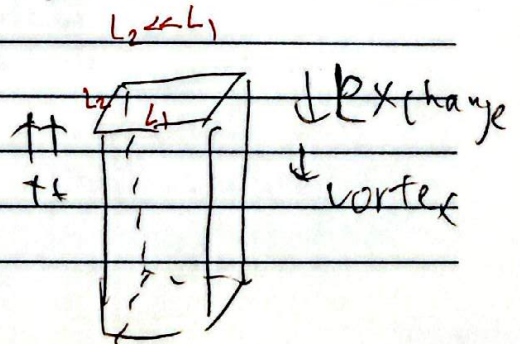
$$M(\vec{r}) \rightarrow M(t, \vec{r})$$

$$M_x(x, z)$$

$$M_z(x, z)$$



$$L \gg L_{cr1}$$



↓↓↓

Date

Notes

