

19/12 2003 r.

May - December 2003

Магнусова робав MAP goal "Темпер. забривањен на н.напреметност":
6. изврши calculation of damping constant for the main mechanism

One measure - m. reversal of rept/fept.

План работы на зиме. Врошия (см. 13/1 и 1/IV):

- 1) other no nar. myuny u govt. na seminar (PRs + Cho-TMR-exp.)
- 2) paper no Vertex dynamics c Growell
- 3) M(H) of FePt/FeRh bilayers, $H_n, M_z, H_{sw}(T)$ - $V_{int} = V_{ex}^1 + V_{ex}^2$ V_{ex}^1 no Sherrington, V_{ex}^2 no ghyvny. Zepno $H_c(T)$ $H_c(J_{12})$
- 4) nogr. application na JSPS-Fellowship k Otari (orovonana na 200k)
- 5) SWR -  chasove c freedom
- 6) nogato (ecm bee OK) na EU-visa (Spain embassy), reserve tickets u hotel (na 4000)
- 7) nogovorobus (ecm naegy) oral talks na ICM-Roma:
 - a) FePt - $K_1(T)$ c Wu; b) HAMR - thermostability c Andreas u posters c freedom, B. Anghel
- 8) FePt - paper c Quesada u ICMFS-Madrid talk (?oral)
- 9) Reuseng. papers: APL u Andreas' 2 pap. (b nept'no orepego), PRB u 2 JMMM + 2 JM³
- 10) Application to JSPS, ucho no Zivieri (Chabany) no uen. PT, oher ICM-chain paper
- 11) Inv. disclosure no AF $\rightarrow$ F nept'noy n/jm Team. b none ~ 5 kda (YMnSnGa).
- 12) MAP over a PR za nec.

FePt/FeRh bilayers

20/√ Оксана и числа первые M(11). $J = 10^{-13} \text{ erg}$ и $J_{12} = 10^{-13}$ и 10^{-14} erg .

С омаженим J_{12} | H_{sw} | претер с 0,28 H_K до ~0,39 H_K

Умська Оксана у Ray с manem questions / comments. Оксана нап-
меств. Due strong J_{12} на. неогногнось, утворен в hard
layer, хвд у асфеговорен в основном в soft layer.

New HAMR-media идея: использовать в качестве носителя с несам. переходом ($AF \rightarrow F$) во внеш. поле. Включение M_s в носитель приводит к росту и reduce H_c . Включение H - уменьшает $F \rightarrow AF$ переход, $M_s = 0$ и H_c снова возрастает. Все можно при $T > 300K$, но важно H_{AF-F} надо уменьшить, ~ 10 кОе. Пример $Y_{1-x}Mn_xSn_{6-x}Ga_x$, гетер. $x-Ga$ уменьшает J_{MnMn} с AF на F .

Erk Svedberg анализ, 200 от импульсивной катодоскопии (magnetron sputtering) пленки of FePt _(L10) - разбросен ОЛН - [001] $\leq 2^\circ$, излучает

онимание явлений и процессов, связанных с их использованием (dot arrays). $d_{\text{дот}} = 50 \text{ nm}$, размер пленки $1 \times 1 \text{ cm}$. Хорошо видно сверх-сложное L10

[illegible]

$$\left. \frac{\vec{k}}{\partial \cos \theta} \right| = \vec{i} \cdot 0 + \vec{j} \left[\cos \theta \frac{\partial \sin \theta}{\partial n_2} - \sin \theta \frac{\partial \cos \theta}{\partial n_2} \right] + \vec{k}_0 =$$

$$M_1 = \int \left[\cos\theta \sin\theta_1 - \sin\theta \cos\theta_1 \right] M_1 M_2 = -\int M_1 M_2 \sin(\theta - \theta_1)$$

$\mu_2 \sin(\theta - \theta_1)$ - это аббревиатура
с фан. укл. от $\sqrt{V}$.

$\textcircled{T} \textcircled{II} \sim \text{un'form. sign}$

с эвристиками, магнитографикой

q6 $\text{FePt} \sim 30 \text{ nm}$, $\text{FeRh} \sim 100 \text{ nm}$
($\text{FePt} = 20 \text{ nm}$)

можем быть подобны, ^(попытки) хотя

параметры $d_1, d_2 \lesssim 10 \text{ nm}$ (20 nm).

$$\left(1 + \frac{m_2}{m_1}\right)^2$$

но газ-большое M_2 ,

вектор $\vec{v} = (1, 1) = (0, 0)$ 

$$M_1 = M_2, \text{ so } (H_{a1})_2 = 4\pi M_1 \frac{1}{2} \cdot 4 = 8\pi M_2$$

ingeborener $\approx 32 \cdot 1.1 \cdot 10^3 \text{ kg} \approx 1)$
 $\approx 35 \cdot 10^3$

но выводить.

$$M_2 \text{ um } \frac{|J_{12}|}{d_2} M_1. \quad x' = - \frac{J_{12}}{d_1 d_2}.$$

если условия грани $(0, \pi) = (\theta_1, \theta_2)$

из Eq. (8) - 40 ж'88.

regenerates switching of hard layer (1).

$$+ |x'| m_2 + O(\hbar^2_x / \hbar a_1) \Big), \quad x' = -|x'| < \frac{\hbar}{2m_{\text{exch}}}$$

$$+ - H_{a1} \frac{m_2}{m_+} + O(H_{a1}/H_{ex}) \neq 4\pi m_+ = H_a \frac{m_1}{m_+} + 0$$

$$= 4\pi m_+ - \frac{k_+^2}{2} m_+ - \frac{1}{2} H a_1 - \frac{1}{2} |k_+|^2 m_+ + \frac{1}{2} H a_1 m_+ + O(H a_1^2 / H a_2)$$

$$\frac{12''m_+}{H_{A1}} = 4Jm_- - \frac{1}{2}12''m_- - \frac{1}{2}H_{A1} -$$

ning aneurasce of H_4 & H_1 .

$$J_{12}/I = 1/3 \rightarrow \text{yes}$$

(I)

$a_{1,2} = (4\pi m_{1,2} \mp H a_{1,2}) m_{1,2}$ — uniform case; обмен. магнитостатика

$$\Phi(\theta_1, \theta_2) = \frac{1}{2} a_1 \cos^2 \theta_1 + \frac{1}{2} a_2 \cos^2 \theta_2 + 4\pi m_1 m_2 \cos \theta_1 \cos \theta_2 + x' m_1 m_2 \cos(\theta_1 - \theta_2) - m_1 H_2 \cos \theta_1 - m_2 H_1 \cos \theta_2$$

+DM с перекрест. магнитостатикой (тоже case).

Нужно не забыть про $\theta_1 = \theta_2$ или $x' < 0$, FM coupling.

$$\Phi(\theta) = \frac{1}{2} (a_1 + a_2 + 8\pi m_1 m_2) \cos^2 \theta - m_+ H_2 \cos \theta$$

$$\Phi(\theta) = \left[2\pi (m_+)^2 - \frac{1}{2} H a_1 m_1 + \frac{1}{2} H a_2 m_2 \right] \cos^2 \theta - m_+ H_2 \cos \theta, \quad K_{ef} = \frac{1}{2} H a_1 m_1 - \frac{1}{2} H a_2 m_2 - 2\pi m_+^2$$

$$\Phi(\theta) = -K_{ef} \cos^2 \theta - H_2 m_+ \cos \theta, \quad H_{sw} = \frac{2 K_{ef}}{m_+}, \quad K_{ef} > 0.$$

$$H_{sw} = - \frac{H a_1 m_1 - H a_2 m_2 - 4\pi m_+^2}{m_+}, \quad H a_1 - OPH, \quad H a_2 - PPH. \quad K_1 = \frac{1}{2} H a_1 M_1, \quad K_2 = \frac{1}{2} H a_2 M_2$$

— switching field где тождественная магнитостатика и $H_{ex} \gg$ обменных полей.

$$\rightarrow H_{sw} = - \frac{[K_1 v_1 - K_2 v_2 - 2\pi m_+^2]}{m_+} = -2 \frac{[K_1 v_1 - K_2 v_2]}{m_+} + 4\pi m_+ = -H \frac{m_1}{a_1 m_+} + 4\pi m_+ \quad (K_2=0)$$

т.е. в H_1 — упрощение перед $\sqrt{(\cdot)}$ надо "и" и H_{ex} — куда не выходит ($x' \rightarrow \infty$).

$$H_1 = H_{sw} = \left(4\pi \frac{m_+^2}{m_1} - H a_1 \right) \frac{m_1}{m_+} < 0 \quad H a_1 > 4\pi \frac{m_+^2}{m_1} \text{ — условие уст. (90) разг.}$$

$H_4(x')$ имеет 2m часть где $x' < 0$ и $|x'|$ большим, т.е. $J_{12} > J_{cr}$

Switching-field $|H_4| \gg |H_1|$ где всех разг. $J_{12} < J_{cr}$, т.е. H_4 — поле

независимого switching $(0, \pi) \rightarrow (\pi, \pi)$. (график $H_4(J_{12})$).

$$H_{ex}(J_{cr}) = \left(\frac{J_{cr}}{d} \right) \frac{d}{d_1} M_2 \sim (1 \div 10) \frac{M_2}{v_1} \sim (1 \div 10) \cdot 3 M_2 \sim 10^4 \text{ Oe.}$$

$$E_{ex}(J_{cr}) \sim (5d) \cdot M_1 M_2 \approx 5 \cdot 20 \cdot 10^7 \text{ cm} \cdot 10^6 \text{ G}^2 \sim 10 \text{ erg/cm}^2.$$

Сравним с $H_4(J_{12})$ из-за $\sqrt{(\cdot)}$ или $x' < 0$ ($J_{12} > 0$) и средних J_{12} .

→ (II) Тонкая, но uniform layers (тонкая, обменная магнитостатика)

$$\rightarrow a_{1,2} = (4\pi m_{1,2} \mp H a_{1,2}) m_{1,2} \rightarrow \Phi(\theta_1, \theta_2) = \frac{a_1}{2} \cos^2 \theta_1 + \frac{a_2}{2} \cos^2 \theta_2 + x' m_1 m_2 \cos(\theta_1 - \theta_2) - H_2 m_1 \cos \theta_1 - H_1 m_2 \cos \theta_2$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \theta_1} = -\frac{a_1}{2} \sin 2\theta_1 - x' m_1 m_2 \sin(\theta_1 - \theta_2) + H_2 m_1 \sin \theta_1$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \theta_2} = -\frac{a_2}{2} \sin 2\theta_2 + x' m_1 m_2 \sin(\theta_1 - \theta_2) + H_1 m_2 \sin \theta_2$$

$$D(\theta_1, \theta_2) = \Phi_{\theta_1 \theta_1} \Phi_{\theta_2 \theta_2} - (\Phi_{\theta_1 \theta_2})^2 = \left[-a_1 \cos 2\theta_1 - x' m_1 m_2 \cos(\theta_1 - \theta_2) + H_2 m_1 \cos \theta_1 \right] \times \\ \times \left[-a_2 \cos 2\theta_2 - x' m_1 m_2 \cos(\theta_1 - \theta_2) + H_1 m_2 \cos \theta_2 \right] - x'^2 m_1^2 m_2^2 \cos^2(\theta_1 - \theta_2)$$

$$\text{Уст. } D(0, \pi) = \left[-a_1 + x' m_1 m_2 + H m_1 \right] \left[-a_2 + x' m_1 m_2 - H m_2 \right] - x'^2 m_1^2 m_2^2 = 0$$

где все не равно 0. $(0, \pi)$ разг., т.е. switching field.

$$-H^2 m_1 m_2 + H \left[-a_2 m_1 + x' m_1^2 m_2 + m_2 a_1 - x' m_1 m_2^2 \right] - a_1 x' m_1 m_2 - a_2 x' m_1 m_2 + a_1 a_2 = 0$$

$$H^2 - H \left[\frac{-a_2}{m_2} + \frac{a_1}{m_1} + x' m_+ \right] + x' (a_1 + a_2) = \frac{a_1 a_2}{m_1 m_2} = 0$$

$$2H_{1,2} = -\frac{a_2}{m_2} + \frac{a_1}{m_1} \pm \sqrt{\left(\frac{a_2}{m_2} - \frac{a_1}{m_1} \right)^2 + 4 \left[-x' (a_1 + a_2) + \frac{a_1 a_2}{m_1 m_2} \right]} + x' m_+$$

если $|x'| \gg 1$
 $-H m_+ + a_1 + a_2 = 0, \quad H = \frac{a_1 + a_2}{m_+}$
 Но тогда надо разг. $(0, 0)$ — не год.

$$2H_{\pm} = -\frac{a_2}{m_2} + \frac{a_1}{m_1} + x'm_{\pm} \pm \sqrt{\left(\frac{a_2}{m_2} - \frac{a_1}{m_1} - x'm_{\pm}\right)^2 + 4\frac{a_1 a_2}{m_1 m_2} + 4x'(a_1 + a_2)}$$

$$2H_{\pm} = -\frac{a_2}{m_2} + \frac{a_1}{m_1} + x'm_{\pm} \pm \sqrt{\left(\frac{a_1 + a_2}{m_1 + m_2}\right)^2 + x'^2 m_{\pm}^2 - 2x'm_{\pm}\left(\frac{a_2}{m_2} - \frac{a_1}{m_1}\right) - 4x'(a_1 + a_2)}$$

$$m_{\pm}\left(\frac{a_2}{m_2} - \frac{a_1}{m_1}\right) + 2(a_1 + a_2) = a_2 \frac{m_1}{m_2} - a_1 - a_2 + a_1 \frac{m_2}{m_1} + 2a_1 + 2a_2 =$$

$$= a_1 + a_2 + a_2 \frac{m_1}{m_2} + a_1 \frac{m_2}{m_1} = a_1 \left(1 + \frac{m_2}{m_1}\right) + a_2 \left(1 + \frac{m_1}{m_2}\right) = m_{\pm} \left[\frac{a_1}{m_1} + \frac{a_2}{m_2}\right]$$

$$2H_{1,2} = \frac{a_1}{m_1} - \frac{a_2}{m_2} + x'm_{\pm} \pm \sqrt{\left(\frac{a_1}{m_1} + \frac{a_2}{m_2}\right)^2 + x'^2 m_{\pm}^2 - 2x'm_{\pm}\left(\frac{a_1}{m_1} + \frac{a_2}{m_2}\right)}$$

$$2H_{1,2} = \frac{a_1}{m_1} - \frac{a_2}{m_2} + x'm_{\pm} \pm \sqrt{\left(\frac{a_1}{m_1} + \frac{a_2}{m_2} - x'm_{\pm}\right)^2 + x'^2 (m_{\pm}^2 - m_{\pm}^2)}$$

Weak J_{12} case implies zero interaction $\sim x'^2$, so negligible (small exchange)

$$2H_{1,2} = \frac{a_1}{m_1} - \frac{a_2}{m_2} + x'm_{\pm} \pm \left(\frac{a_1}{m_1} + \frac{a_2}{m_2} - x'm_{\pm}\right), \quad m_{\pm} = m_1 \pm m_2, \quad m_{\pm} = M_{\pm} v_{\pm}$$

$$2H_{+} = \frac{2a_1}{m_1} + x'(m_{-} - m_{+}), \quad H_{+} = \frac{a_1}{m_1} - x'm_2 = 4\pi M_1 - H_{a1} - x'm_2$$

$$2H_{-} = -\frac{2a_2}{m_2} + \dots \quad D(0, \pi)$$

So have conv. с нулем сдвигом
(0, π) phase $H_{\pm}$ в Eq. (9). $\rightarrow$ none

T.e. $H_{sw} = 4\pi M_1 - H_{a1} - x'm_2$ или $H_{sw} = -H_{K1} + \frac{J_{12}}{d_1} M_2$, $H_{K1} = H_{a1} - 4\pi M_1$

$$H_{sw} = \frac{1}{2} \left(\frac{a_1}{m_1} - \frac{a_2}{m_2} \right) + \frac{x'}{2} m_{\pm} \pm \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{a_1}{m_1} + \frac{a_2}{m_2} - x'm_{\pm}\right)^2 - 4x'^2 m_1 m_2}, \quad x' = -\frac{J_{12}}{d_1 v_1 v_2}$$

$$\frac{a_1}{m_1} - \frac{a_2}{m_2} = 4\pi M_1 - H_{a1} - 4\pi M_2 - H_{a2} = 4\pi M_{-} - H_{a1} - H_{a2}$$

$$\frac{a_2}{m_2} + \frac{a_1}{m_1} = 4\pi M_1 - H_{a1} + 4\pi M_2 + H_{a2} = 4\pi M_{+} - H_{a1} + H_{a2}$$

$$H_{sw} = 2\pi M_{-} - \frac{H_{a1} - H_{a2}}{2} + \frac{x'}{2} m_{\pm} \pm \frac{1}{2} \sqrt{(4\pi M_{+} - H_{a1} + H_{a2} - x'm_{\pm})^2 - 4x'^2 m_1 m_2}$$

Strong J_{12} case) Strong coupling. В TDP case $\theta_1 = \theta_2$

$$\Phi(\theta) = \frac{1}{2} (a_1 + a_2) \cos^2 \theta - H_2 m_{+} \cos \theta = -\bar{K}_{ef} \cos^2 \theta - H m_{+} \cos \theta$$

$$H_{sw} = -2 \frac{\bar{K}_{ef}}{m_{+}} = +2 \frac{1}{2} \frac{(a_1 + a_2)}{m_{+}}$$

$$a_1 + a_2 = (4\pi M_1 - H_{a1}) m_1 + (4\pi M_2 + H_{a2}) m_2 = 4\pi M_1 m_1 + 4\pi M_2 m_2 - H_{a1} m_1 + H_{a2} m_2$$

$$a_1 + a_2 = 4\pi M_1 m_1 + 4\pi M_2 m_2 - 2K_1 v_1^2 + 2K_2 v_2^2 = -2(K_1 - 2\pi M_1^2) v_1^2 + 2(K_2 + 2\pi M_2^2) v_2^2$$

$$H_{sw} = -2 \frac{(K_1 - 2\pi M_1^2) v_1^2 - (K_2 + 2\pi M_2^2) v_2^2}{m_{+}} = -2 \frac{[K_1 v_1^2 - K_2 v_2^2]}{m_{+}} + 4\pi \frac{M_1^2 v_1^2 + M_2^2 v_2^2}{m_{+}}$$

Тогда как же можно минимизировать. было $H_{sw} = -2 \frac{[K_1 v_1^2 - K_2 v_2^2]}{m_{+}} + 4\pi m_{+}$

$\rightarrow$ Очевидно H_{sw} имеет минимум, если

$$\text{discr.} = \left(\frac{a_1}{m_1} + \frac{a_2}{m_2}\right)^2 - 4x'^2 m_1 m_2 \geq 0 \quad |4\pi M_{+} - H_{a1} - x'm_{+}| = 2|x'| \sqrt{m_1 m_2}$$

$$H_{a1} - x'm_{+} - 4\pi M_{+} = 2|x'| \sqrt{m_1 m_2}, \quad |x'| = \frac{H_{a1} - 4\pi M_{+}}{m_{+} + 2\sqrt{m_1 m_2}} \sim 10$$

и $\left(\frac{J_{12}}{d}\right)_{cr} = v_1 v_2 |x'|_{cr} \sim 1$. Это и будет в МэВ. Каково направление?

(0, π) - phase сдвигается неадиабатически или быстрых J_{12} ?

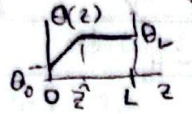
$\rightarrow$ Можем ли мы быстрых J_{12} не рассматривать? (для H_{sw})

а2 θ_1
2 θ_2 J_{12}
но (0, π)
4229

strong J_{12}

22/12 FEPT/FEKH
Miconda Duncan, Werner's u Weller-Chentrell o parax
FEPT/PRH bilayers (uniform layers u $T_{12} \rightarrow 0$ regime).

Вспомогательная функция $\theta(z)$ от $18/V$.

$\theta(z) = \theta_0 + \lambda z$  , $\mathcal{E}(z) = \frac{1}{2}(\theta')^2 + \frac{1}{2}h_0 \cos^2 \theta - h \cos \theta$

$\frac{\partial \theta}{\partial z} \Big|_L = 0$ - бегущая волна. $\left(\frac{\partial \theta}{\partial z}\right)_0 = \lambda = a \sin(\theta_0 - \theta_1)$ и $\theta_0 + \lambda \hat{z} = \theta_L$

гравитация 2-го ур. через на ч-е параметра $\theta_0, \theta_L, \hat{z}, \lambda$.
Можно считать, что $\theta_L \approx \theta_0$ и переписать из решения uniform $\theta_2 = \theta_L$,
т.е. из $\frac{\partial}{\partial \theta_L} \mathcal{E} = \frac{\partial}{\partial \theta_L} \left[\frac{1}{2} h_0 \cos^2 \theta_L - h \cos \theta_L \right] = 0$

$\rightarrow F_R(\theta_0, \theta_L, \lambda, \hat{z}) = F_{int} + F_2 = -a \cos(\theta_0 - \theta_1) + \frac{1}{2} \lambda^2 \hat{z} + \frac{1}{4} h_0 \hat{z} + \frac{h_0}{8\lambda} (\sin 2\theta_L - \sin 2\theta_0) -$
 $-\frac{h}{\lambda} (\sin \theta_L - \sin \theta_0) + (L - \hat{z}) \left[\frac{1}{2} h_0 \cos^2 \theta_L - h \cos \theta_L \right]$

Нужно минимизировать функционал F_R по параметрам $\theta_0, \theta_L, \lambda, \hat{z}$.
Условия минимизации: $\lambda = a \sin(\theta_0 - \theta_1)$, $\hat{z} = \frac{1}{\lambda} (\theta_L - \theta_0) = \frac{1}{a} \frac{\sin(\theta_0 - \theta_1) \cdot (\theta_L - \theta_0)}{\sin(\theta_0 - \theta_1)}$

$F_R(\theta_0) = -a \cos(\theta_0 - \theta_1) + \frac{1}{2} a \sin(\theta_0 - \theta_1) \cdot (\theta_L - \theta_0) + \frac{1}{4} h_0 \frac{(\theta_L - \theta_0)}{a \sin(\theta_0 - \theta_1)} +$
 $+ \frac{1}{8} h_0 \frac{\sin 2\theta_L - \sin 2\theta_0}{a \sin(\theta_0 - \theta_1)} - h \frac{(\sin \theta_L - \sin \theta_0)}{a \sin(\theta_0 - \theta_1)} - \frac{(\theta_L - \theta_0)}{a \sin(\theta_0 - \theta_1)} \left[\frac{1}{2} h_0 \cos^2 \theta_L - h \cos \theta_L \right] + C$
 $\frac{\partial F_R(\theta_0)}{\partial \theta_0} = 0$ - минимум найден.

Следующее условие минимизации $\theta_0 = \theta_L$, $\hat{z} = 0$ соответствует $\textcircled{II}$ - uniform layer
 $\hat{z} = \frac{1}{\lambda} (\theta_L - \theta_0)$. Switching of bilayer coasts. $\hat{z} \rightarrow 0$ ($\theta_0 \rightarrow \theta_L, \lambda \rightarrow 0, \theta_1 \rightarrow \theta_0$).

$F_R(\theta_0, \hat{z}) = -a \cos(\theta_0 - \theta_1) + \frac{1}{2} \lambda^2 \hat{z} + \frac{h_0}{8\lambda} (\sin 2\theta_L - \sin 2\theta_0) - \frac{h}{\lambda} (\sin \theta_L - \sin \theta_0) + \hat{z} \left[-\frac{1}{4} h_0 \cos 2\theta_L + h \cos \theta_L \right] + f(\theta_L)$
 $\rightarrow F_R(\theta_0) = -a \cos(\theta_0 - \theta_1) + \frac{1}{2} \lambda (\theta_L - \theta_0) + \frac{1}{\lambda} \left[\frac{h_0}{8} (\sin 2\theta_L - \sin 2\theta_0) - h (\sin \theta_L - \sin \theta_0) + (\theta_L - \theta_0) \left(-\frac{1}{4} h_0 \cos 2\theta_L + h \cos \theta_L \right) \right]$
то $\lambda = \lambda(\theta_0) = a \sin(\theta_0 - \theta_1)$.

$\frac{\partial F_R}{\partial \theta_0} = a \sin(\theta_0 - \theta_1) + \frac{1}{2} \frac{\partial \lambda}{\partial \theta_0} (\theta_L - \theta_0) - \frac{1}{2} \lambda + \frac{1}{\lambda^2} \left[\left\{ -\frac{h_0}{4} \cos 2\theta_0 + h \cos \theta_0 + \frac{h_0}{4} \cos 2\theta_L - h \cos \theta_L \right\} \lambda + (\text{и др.}) \frac{\partial \lambda}{\partial \theta_0} \right]$

то $\{ \dots \} = -\frac{h_0}{4} (\cos 2\theta_0 - \cos 2\theta_L) + h (\cos \theta_0 - \cos \theta_L) = -\frac{1}{2} (\theta')^2_{z=0} = -\frac{1}{2} \lambda^2$

$\lambda = \sqrt{2} \sqrt{\Phi(\theta_0) - \Phi(\theta_L)}$, $\Phi(\theta) = \frac{1}{2} h_0 \cos^2 \theta - h \cos \theta$, $\Phi'(\theta) = -h_0 \sin 2\theta + h \sin \theta$

$\Phi''(\theta) = -h_0 \cos 2\theta + h \cos \theta$, $\Phi(\theta_0) - \Phi(\theta_L) = \Phi'(\theta_L) (\theta_0 - \theta_L) + \frac{1}{2} \Phi''(\theta_L) (\theta_L - \theta_0)^2$

$\hat{z} = \frac{\theta_L - \theta_0}{\sqrt{2} \sqrt{\Phi(\theta_0) - \Phi(\theta_L)}} = \frac{(\theta_L - \theta_0)}{\sqrt{2 \Phi'(\theta_L) (\theta_0 - \theta_L) + \Phi''(\theta_L) (\theta_L - \theta_0)^2}}$

Switching coasts. $\theta_0 \rightarrow \theta_L$. Можно считать, что тонкий soft layer, то $\Phi'(\theta_L) = \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \theta_L} = 0$.
Тогда $\hat{z} = \frac{1}{\sqrt{\Phi''(\theta_L)}}$ - константа. $\theta_L = \pi$ или $\cos \theta_L = h/h_0$ ($h > h_0$).

23/√

$\Phi''(\theta_1 = \pi) = -h - h_a$, $\Phi''(\theta_1 = \varphi) = -h_a(2\cos^2\varphi - 1) + h\cos\theta_1 = h_a - 2h_a \frac{h^2}{h_a^2} + \frac{h^2}{h_a} = h_a(1 - \frac{h^2}{h_a^2})$

$\Phi''(\pi) > 0$, $h < -h_a$ - saturation (in $H_2 < 0$), $\Phi''(\varphi) > 0$ wfm $|h| < h_a$.

$\hat{z} = \frac{1}{\Phi''(\theta_1)} = \frac{1}{h_a(1 - \frac{h^2}{h_a^2})}$ - by analogy $\hat{z}(h)$ gameparagrasse $z(h) \rightarrow \infty$ wfm $|h| \rightarrow h_a$ cruzu.

$H_a(\text{soft}) < H_{sw}$ u $\hat{z}(h) \rightarrow \infty$ b puzur. obzachu H_2 .

t.e. $\Phi'(\theta_1) = 0$ wfm menest, nezmenachono (cam wfm menest, to $\lambda, \hat{z}$ napravedlyuzhny ufm menest, na gime $\sqrt{H_2}$)

Torga $\hat{z}(\theta_0 \rightarrow \theta_L) = \frac{\sqrt{\theta_L - \theta_0}}{\sqrt{2} \sqrt{|\Phi'(\theta_L)|}} \rightarrow 0$ wfm switching.

By analogy switching field ($\theta_0 - \theta_L \rightarrow 0$):

$F_R(\theta_0, \theta_L, \hat{z}) = -a\cos(\theta_0 - \theta_L) + \frac{1}{2}a\sin(\theta_0 - \theta_L)(\theta_L - \theta_0) + L\Phi(\theta_L) + \hat{z} \left[\frac{h_a}{4}\cos 2\theta_0 - h\cos\theta_0 - \frac{h_a}{4}\cos 2\theta_L + h\cos\theta_L \right]$

$\sin 2\theta_L - \sin 2\theta_0 = \left| \frac{\theta_L - \theta_0}{\hat{z}} = \varepsilon \right| = \sin 2(\theta_0 + \varepsilon) - \sin 2\theta_0 = 2\cos 2\theta_0 \cdot \varepsilon$, $\sin \theta_L - \sin \theta_0 = \cos \theta_0 \cdot \varepsilon$, $\varepsilon = \theta_L - \theta_0$

$F_R(\theta_0, \theta_L) = -a\cos(\theta_0 - \theta_L) + L\Phi(\theta_L) + \frac{1}{2}a\sin(\theta_0 - \theta_L)(\theta_L - \theta_0) + \hat{z} \frac{1}{2} \lambda^2$, $\lambda = a\sin(\theta_0 - \theta_L)$, $\hat{z} = \frac{(\theta_L - \theta_0)}{\lambda}$

$F_R(\theta_0, \theta_L) = -a\cos(\theta_0 - \theta_L) + L\Phi(\theta_L) + a(\theta_L - \theta_0)\sin(\theta_0 - \theta_L)$

Have in napravlyuzhny Duzya θ_0, θ_L uz min $F_R(\theta_0, \theta_L)$.

$\frac{\partial F_R}{\partial \theta_0} = +a\sin(\theta_0 - \theta_L) - a\sin(\theta_0 - \theta_L) + a(\theta_L - \theta_0)\cos(\theta_0 - \theta_L) = a(\theta_L - \theta_0)\cos(\theta_0 - \theta_L) = 0$

$\frac{\partial F_R}{\partial \theta_L} = L\Phi'(\theta_L) + a\sin(\theta_0 - \theta_L) = 0$, Penemue $\theta_L - \theta_0 = 0$ u $L\Phi'(\theta_0) + a\sin(\theta_0 - \theta_1) = 0$

No $E(z) = \frac{1}{2}(\theta')^2 + \Phi(\theta)$, $\int dz E(z) = F_2 = \int_0^L \left[\frac{1}{2}(\theta')^2 + \Phi(\theta) \right]$, $F_{int} = -a\cos(\theta_0 - \theta_1)$

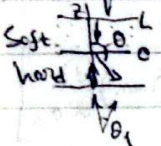
$F_R = F_2 + F_{int}$. T.e. Penemue $\theta_0 = \theta_L$, $L\Phi'(\theta_0) + a\sin(\theta_0 - \theta_1) = 0$ - zero (by analogy switching)

Penemue homogeneous problem $\theta(z) = \theta_2 = \text{const}$. Wfegne wfm ($\varepsilon = \theta_L - \theta_0 \rightarrow 0$) u zero nelyzhu.

$\Phi'(\theta) = -\frac{1}{2}h_a\sin 2\theta + h\sin\theta \rightarrow -\frac{1}{2}h_a\sin 2\theta_0 + h\sin\theta_0 + \frac{a}{L}\sin(\theta_0 - \theta_1) = 0$

So θ_0 - e gasc. $\theta_0(\theta_1)$. One rono gime uniform layer u abv.

wfm menest gime "exch. spring" ($\theta_0 \rightarrow \theta_L \approx \pi$ near switching field)



$\theta_0 = \pi - \delta$, $\sin 2\theta_0 = \sin 2(\pi - \delta) = \sin(-2\delta) \approx -2\delta$, $\sin \theta_0 = \sin(\pi - \delta) = \sin \delta \approx \delta$

$-\frac{1}{2}h_a(-2\delta) + h\delta + \frac{a}{L}[\delta\cos\theta_1 + \sin\theta_1] = 0$

$\delta[h_a + h + \frac{a}{L}\cos\theta_1] + \frac{a}{L}\sin\theta_1 = 0$, $\delta(\theta_1) = -\frac{a}{L} \frac{\sin\theta_1}{h + h_a + \frac{a}{L}\cos\theta_1}$

$h = -h_a - \frac{a}{L}\cos\theta_1$ coarb. switching field of soft layer (uz (0,0) - pazur), J_{12} exch. zapuzhnyuzhny switching

By analogy switching $\theta_1 \ll 1$ ($\theta_1 \neq 0$, cam K , bemus) u $\delta(\theta_1) = -\frac{a}{L} \frac{\theta_1}{h + h_a + \frac{a}{L}}$

$\frac{\partial \theta_0}{\partial \theta_1} = -\frac{\partial \delta}{\partial \theta_1} = \frac{a}{L} \frac{1}{h + h_a + \frac{a}{L}}$ wfm $a \gg 1$ gime sbureno $\partial \theta_0 / \partial \theta_1 = 1$, $\theta_0 = \theta_1 (!)$

$H_{sw} : \cos(\theta_1 - \theta_0) [1 - \frac{\partial \theta_0}{\partial \theta_1}] \approx \left| \frac{\theta_1 \approx 0}{\theta_0 \approx \pi} \right| = (-1) \left[1 - \frac{a}{L} \frac{1}{h + h_a + \frac{a}{L}} \right] = -\frac{h + h_a}{h + h_a + \frac{a}{L}} < 0 (!)$, t.e. $h < h_c = -h_a - \frac{a}{L}$ sw. field of soft layer.

24/12
 Torga (18/12 - eq.): $H_{sw} = -H_{K1} + \frac{J_{12} M_2}{d_1} \frac{h+h_a}{h+h_a+\frac{a}{L}}$ можно рассм. как уравнение на H_{sw} с учетом $h = \frac{H_{sw}}{M_2}$.

Отметим, что 11-12/12 для RPT/FeRh exchange spring были найдены параметры $M(H)$: nucleation field $H_n(J_{12})$ где $\forall J_{12}$ и $a \ll 1, a \gg 1$ и remanence $M_r(J_{12})$ где $a \gg 1$ ($\theta_1 = 0, \theta_0 \ll 1$).

Рассчит $\frac{\partial^2 F(\theta)}{\partial \theta^2}$ и H_{sw} в 18/12 надо проверить. Вроде strong coupling где exch. spring $a \gg 1$ с $H_{sw} = -H_{K1}$ - представляется неверным.

$$F_2(\theta_1) = \int_{\theta_0}^{\theta_1} d\theta \theta'(\theta) - \frac{1}{2} CL = \int_{\theta_0}^{\theta_1} d\theta \theta'(\theta) + L\Phi(\theta_1) - \text{представл. разумным.}$$

$$\text{Здесь } (\theta')^2 = 2[\Phi(\theta) - \Phi(\theta_1)] \text{ из ур. Эйлера, } \Phi(\theta) = \frac{1}{2} h_a \cos^2 \theta - h \cos \theta$$

$$\frac{\partial F_2(\theta_1)}{\partial \theta_1} = \frac{\partial}{\partial \theta_1} \left(\int_{\theta_0}^{\theta_1} d\theta \theta'(\theta) + L \frac{\partial}{\partial \theta_1} \Phi(\theta_1) \right) = \frac{\partial \theta_1}{\partial \theta_1} \theta'(\theta_1) - \frac{\partial \theta_0}{\partial \theta_1} \theta'(\theta_0) + \int_{\theta_0}^{\theta_1} d\theta \frac{\partial \theta'(\theta)}{\partial \theta_1} + L \Phi'(\theta_1) \frac{\partial \theta_1}{\partial \theta_1}$$

Здесь θ_0 и θ_1 не произвольные, а θ_0, θ_1 это решение ур-я где экстр. условие

$$(*) L = \int_{\theta_0}^{\theta_1} \frac{1}{\theta'(\theta)} d\theta = \int_{\theta_0}^{\theta_1} \frac{1}{\sqrt{2} \sqrt{\Phi(\theta) - \Phi(\theta_1)}} d\theta \quad \text{и} \quad \theta'(\theta_0) = \sqrt{2} \sqrt{\Phi(\theta_0) - \Phi(\theta_1)} = a \sin(\theta_0 - \theta_1) \quad (**)$$

→ из (*) найдем $\theta_1(\theta_0)$, подставим в (**) и найдем $\theta_0 = f(\theta_1)$ и $\theta_1(f(\theta_1)) = f_1(\theta_1)$

можно отметить, что θ_1 зависит от θ_1 только через θ_0 : $\frac{\partial \theta_1}{\partial \theta_1} = \frac{\partial \theta_1}{\partial \theta_0} \frac{\partial \theta_0}{\partial \theta_1}$

$$\frac{\partial}{\partial \theta_0} (*) \Rightarrow 0 = \frac{\partial}{\partial \theta_0} \left(\int_{\theta_0}^{\theta_1} d\theta \dots \right) \quad (*) L = D(\theta, \theta_1) \Big|_{\theta_0}^{\theta_1} = D(\theta_1, \theta_1) - D(\theta_0, \theta_1), \quad D(\theta, \theta_1) = \left(\int_{\theta}^{\theta_1} \frac{1}{\sqrt{2} \sqrt{\Phi(\theta) - \Phi(\theta_1)}} d\theta \right)$$

$$\frac{\partial}{\partial \theta_0} (*) - \text{го решение то как } \theta_1 = f(\theta_0): \quad 0 = \frac{\partial \theta_1}{\partial \theta_0} \frac{1}{\theta'(\theta_1)} - \frac{\partial \theta_0}{\partial \theta_0} \frac{1}{\theta'(\theta_0)} + \int_{\theta_0}^{\theta_1} d\theta \frac{\partial}{\partial \theta_0} \frac{1}{\theta'(\theta)} = -\frac{1}{\theta'(\theta_0)} +$$

0 "по определению."

$$+ \int_{\theta_0}^{\theta_1} d\theta \frac{(-1)}{[\theta'(\theta)]^2} \frac{\partial \theta'(\theta)}{\partial \theta_0} - \text{не видно как упростить.}$$

$$\frac{\partial \theta'(\theta)}{\partial \theta_1} = \frac{\partial}{\partial \theta_1} \sqrt{2} \sqrt{\Phi(\theta) - \Phi(\theta_1)} = \left| \text{Здесь } \theta - \text{матр. параметр интер. по } \theta \right| = \frac{\sqrt{2}}{2\sqrt{\cdot}} (-1) \frac{\partial \Phi(\theta_1)}{\partial \theta_1} = -\frac{1}{\theta'(\theta)} \frac{\partial \Phi(\theta_1)}{\partial \theta_1}$$

$$\int_{\theta_0}^{\theta_1} d\theta \frac{\partial \theta'(\theta)}{\partial \theta_1} = -\frac{\partial \Phi(\theta_1)}{\partial \theta_1} \left(\int_{\theta_0}^{\theta_1} \frac{d\theta}{\theta'(\theta)} \right) = \left| \text{в силу ур. (**) } \right| = -L \frac{\partial \Phi(\theta_1)}{\partial \theta_1} - \text{что и требовалось к сравнению с последним членом в } \frac{\partial F_2}{\partial \theta_1}$$

$$\left(\frac{\partial F_2(\theta_1)}{\partial \theta_1} = \frac{\partial \theta_1}{\partial \theta_1} \theta'(\theta_1) - \frac{\partial \theta_0}{\partial \theta_1} \theta'(\theta_0) \right) - \text{на основе ур-я Эйлера где } \theta(z).$$

Здесь $\theta(z)$ и $\theta'(z)$ - экстрем. решение ур. Эйлера.

16-18/12 а пересчитался. $\frac{1}{V} F(\theta_1, \theta(z)) = [-K_u \cos^2 \theta_1 - H M_1 \cos \theta_1] v_1 - \frac{J_{12} M_1 M_2}{d} \cos(\theta_0 - \theta_1) + M_2^2 \frac{3}{4} F_2[\theta(z)]$

$$\text{и } \frac{1}{V} \frac{\partial F}{\partial \theta_1} = [K_u \sin 2\theta_1 + H M_1 \sin \theta_1] v_1 + M_2^2 \frac{3}{4} a \sin(\theta_1 - \theta_0) = 0 \quad \text{и} \quad \frac{\delta F_2}{\delta \theta(z)} = 0 \text{ с экстр. условиями } (\theta')_L = 0, (\theta')_0 = a \sin(\theta_0 - \theta_1)$$

$$\frac{\partial F}{\partial \theta_1} = 0 \quad \frac{\delta F_2}{\delta \theta} = 0 - \text{уравнение на равновесие } \theta_1 = \theta_1(H) \text{ и } \theta(z).$$

Тогда, учитывая 18/12 с учетом $\theta_0(\theta_1), \theta_1(\theta_1)$ дано $\frac{1}{V} \frac{\partial F}{\partial \theta_1} = [\dots] v_1 + M_2^2 \frac{3}{4} a \sin(\theta_1 - \theta_0) -$

- то же самое. $F = F_1 + F_{int} + F_2, \quad \frac{1}{V} F_2 = M_2^2 \frac{3}{4} F_2$

$$\text{Надо найти просто } \frac{1}{V} \frac{\partial^2 F}{\partial \theta_1^2} = \frac{1}{V} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} [F_1 + F_{int}] = [2K_u \cos 2\theta_1 + H M_1 \cos \theta_1] + M_2^2 \frac{3}{4} a \cos(\theta_1 - \theta_0) -$$

Омечая θ_1 и $\theta(z)$ (и ее экстр. значения θ_0, θ_L) находим минимум и затем производим $\left\{ \frac{\delta F}{\delta \theta_1} = 0, \frac{\delta F}{\delta \theta(z)} = 0 \right\}$ найдем равновес. $\theta_1, \theta(z)$ и находим в $\frac{\delta^2 F}{\delta \theta_1^2}$ где выполняется условие устойчивости $\theta_1 = 0$ (т.е. switching field).

Т.е. все сводится к тому, что тогда $c = \frac{\partial \theta_0}{\partial \theta_1}$ в $\frac{\delta^2 F}{\delta \theta_1^2}$ - минимум (!)
и условие наемно устанавливается $\theta_1 = 0$ или $\theta_0 = \pi$ $\frac{\delta^2 F}{\delta \theta_1^2} = [2K_u + HM_1]v_1 - M_2^2 \frac{3}{d} a = 0$

здесь $H_{sw} = -H_{K1} + \frac{J_{12}}{d} M_2$, $H_{K1} \equiv \frac{2K_u}{M_1}$ (до бесконечности $\frac{\partial \theta_0}{\partial \theta_1}$). $H_{K1} = H_{A1} - 4\pi M_1$.

Т.е. H_{sw} of "exch. spring" по бугру (и где $\forall J_{12}$) совпадает формально с H_{sw} - hom. film (но в силу в уравнении $J_{12} \rightarrow 0$).

Надо только доказать, что $\theta_1 = 0, \theta_0 = \pi$ - абс. мин. производными $\frac{\delta F}{\delta \theta_1} = 0, \frac{\delta F}{\delta \theta} = 0$.

Решение $\theta(z)$ ур. $\frac{\delta F}{\delta \theta} = 0$ есть $\theta'(z) = \sqrt{2} \sqrt{\Phi(\theta) - \Phi(\theta_L)}$ и интегрируется по θ, θ_L .

Т.е. где выполняется условие устойчивости $\theta_1, \theta_0, \theta_L$ есть три ур-я:

$$\frac{\delta F}{\delta \theta_1} = 0 \rightarrow \begin{cases} [K_u \sin 2\theta_1 + HM_1 \sin \theta_1] v_1 + M_2^2 \frac{3}{d} a \sin(\theta_1 - \theta_0) = 0 \\ \int_{\theta_0}^{\theta_1} \frac{1}{\sqrt{2} \sqrt{\Phi(\theta) - \Phi(\theta_L)}} d\theta = L \\ \theta'(0) = \sqrt{2} \sqrt{\Phi(\theta_0) - \Phi(\theta_L)} = a \sin(\theta_0 - \theta_1) \end{cases} \begin{cases} \Phi(\theta) = \frac{1}{2} h_a a^2 \theta - h_a \cos \theta, \\ \text{где } \theta \text{ перемен. } \theta_1, \theta_0, \theta_L - \\ \text{независимы.} \\ \theta_2 \rightarrow \theta(z), \text{ а } \theta(z) \text{ сводится к } \theta_0, \theta_L \\ \text{min} \end{cases}$$

ан. ур-я
где soft layer

Видно, что $\theta_1 = 0, \theta_0 = \pi, \theta_L = \pi$ удовлетв. этим условиям ур.

$$\frac{1}{v} \left(\frac{\delta^2 F}{\delta \theta_1^2} \right)_{\theta_1=0, \theta_0=\pi} = [2K_u + HM_1] v_1 - M_2^2 \frac{3}{d} a = M_1 v_1 [H - H_{sw}] \text{ уст. при } H > H_{sw}.$$

Q

$$F_2 = \int_{\theta_0}^{\theta_1} d\theta \theta'(\theta) + L\Phi(\theta_L), \quad \frac{1}{v} F = \frac{1}{v} F_1 + M_2^2 \frac{3}{d} \left[-a \cos(\theta_0 - \theta_1) + F_2 \right]$$

$$\frac{1}{v} \frac{\delta^2 F}{\delta \theta_0^2} = M_2^2 \frac{3}{d} \left[a \cos(\theta_0 - \theta_1) + \frac{\delta^2 F_2}{\delta \theta_0^2} \right], \quad \frac{1}{v} \frac{\delta^2 F}{\delta \theta_L^2} = M_2^2 \frac{3}{d} \frac{\delta^2 F_2}{\delta \theta_L^2} - \text{но не надо } \frac{\delta^2 F_2}{\delta \theta_0^2}, \frac{\delta^2 F_2}{\delta \theta_L^2}$$

не надо - Везде $\theta(z)$ дает мин F_2 с упр. усл. и если θ_0, θ_L тому упр. условиям $z(\theta_L) = L, \theta'_L = a \sin(\theta_0 - \theta_1)$ удовлетворяют, то мин F_2 обеспечен.

$$\min F_2 = \int_{\theta_0}^{\theta_L} d\theta \theta'(\theta) + L\Phi(\theta_L) = \int_{\theta_0}^{\theta_L} d\theta \sqrt{2} \sqrt{\Phi(\theta) - \Phi(\theta_L)} + L\Phi(\theta_L) - \text{где "exch. spring"}$$

$$\theta_1 \text{ - макс. } \frac{1}{v} [F_{int} + F_2] = M_2^2 \frac{3}{d} [-a \cos(\theta_0 - \theta_1) + F_2] - \text{non-uniform } \theta(z) \text{ конкурирует с } \theta(z) = \theta_2 = \text{const}$$

$$f_2 = -a \cos(\theta_0 - \theta_1) + F_2$$

$$\text{Non-uniform } f_2 = -a \cos(\theta_0 - \theta_1) + \int_{\theta_0}^{\theta_L} d\theta \sqrt{2} \sqrt{\Phi(\theta) - \Phi(\theta_L)} + L\Phi(\theta_L)$$

$$\text{Uniform } (0_0 = \theta_1 = \theta_2) f_2(\theta) = -a \cos(\theta_2 - \theta_1) + L\Phi(\theta_2)$$

$$\text{Знач } \Delta f_2 = f_2(\theta_0, \theta_L) - f_2(\theta_2) = -a \cos(\theta_0 - \theta_1) + \int_{\theta_0}^{\theta_L} d\theta \sqrt{2} \sqrt{\Phi(\theta) - \Phi(\theta_L)} + a \cos(\theta_2 - \theta_1)$$

окез. преимущество "exch. spring" по сравнению с uniform solution $\theta(z) = \theta_2$.

Но ур-е $\Delta f_2 = 0$ имеет решение, где θ_0, θ_L и θ_2 - функции h, h_a, a

$$\text{Ур. } \frac{1}{v} \frac{\delta^2 F}{\delta \theta_1^2} = [2K_u \cos 2\theta_1 + HM_1 \cos \theta_1] v_1 + M_2^2 \frac{3}{d} a \cos(\theta_1 - \theta_0) = 0 - \text{он равен } H_{sw} \text{ где } \theta_1, \theta_0,$$

→ $(H_{K1} \cos 2\theta_1 + H \cos \theta_1 + \frac{M_1 J_{12}}{d_1} \cos(\theta_1 - \theta_0)) = 0$ — since $\theta_1 = \theta_0$ — natural assumption. For $a \gg 1$ strong coupling limit.

Решение (xxx) $\theta_1 = \theta_0$ — физически обосновано. Это $a \gg 1$ strong coupling limit.

Угол после J_{12} $(0, \pi) \rightarrow (\pi, \pi)$ switching happens на $(0, 0) \rightarrow (\pi, \pi)$.

Но где $a \gg 1$ знам $\Delta f_2(\theta_0 = \theta_1) = \frac{\partial \theta_1}{\partial \theta_2} \geq 0$, т.е. $\theta(z)$ — non-uniform обделано повтором в $\theta(z) = \theta_2$ — uniform.

→ Вернемся к uniform solution (11) — тогда максимум частота $\propto 21/2$.

Угол $(0, 0)$ разбег. рассм. как $21/2$ где $(0, \pi)$ но $\theta_2 = \pi \rightarrow \theta_1 = 0$ и $m_2 \rightarrow -m_2$.

$$H^2 - H \left[\frac{a_1}{m_1} + \frac{a_2}{m_2} + x' m_+ \right] + x' (a_1 + a_2) + \frac{a_1 a_2}{m_1 m_2} = 0 \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} x' \rightarrow \infty \\ H_{cr} = \frac{a_1 + a_2}{m_+} \end{array} \right.$$

$$H_{sw}(0, 0) = \frac{1}{2} \left(\frac{a_1}{m_1} + \frac{a_2}{m_2} \right) + \frac{1}{2} x' m_+ \pm \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{a_1}{m_1} - \frac{a_2}{m_2} - x' m_- \right)^2 + 4 x'^2 m_1 m_2}$$

25/2

проблем с $\sqrt{1.1}$ нет.

Вспомогательная величина $L = d_2$ — толщина soft layer после $a \sim J_{12}/d$ орбитации $J_{12} = J_{atom}$ и "exch. spring" cylinders. H_{ex} (b 2-cho) = $\frac{J_{12}}{d_2} M_1$

Если же $d_2 = L$ мало ($\leq \frac{1}{3} = \frac{\sqrt{2A}}{M_2}$), то θ non uniform и предель частоты обделана повтором естественно при $\left(\frac{J_{12}}{d_2}\right) \gg 1$ за счет малого d_2 . $a = \frac{J_{12} M_1}{\frac{1}{3} M_2}$

$$H_{ex} (b 2-cho) = \frac{J_{12}}{d_2} M_1 = \frac{J_{12}}{\frac{1}{3} d_2} M_1 = a \left(\frac{1}{3} \right) \frac{M_2^2}{M_2} \approx a \left(\frac{1}{3} \right) M_2$$

Какая J_{12} const. J_{atom} (full coupling limit)? Согласно ФТТ'93 (at 2000): interface

$$J_{12}^{f.c.} = A_s^{f.c.} = \frac{2}{a} \frac{D_1 D_2}{D_1 M_1 + D_2 M_2}, \quad D_j = d_j M_{sj}, \quad \frac{1}{2} d_j M_{sj}^2 = A_j \text{ (micromag. stiffness)}$$

$D_j \rightarrow \tilde{D}_j (1 - J_{12}/J_{12}^{f.c.})$ — некоррелируемые. Две Co/TbNi exp. $A_s = 4.8 \text{ nm}$.

$$\frac{1}{2} d_j M_{sj}^2 = A_j, \quad D_j = \frac{2 A_j}{M_{sj}}, \quad \text{возр. в } \omega_k = \omega_0 + D k^2.$$

$$J_{12}^{f.c.} = \frac{2}{a^2} \frac{A_1/M_1 + A_2/M_2}{A_1 + A_2} = \frac{4}{a} \frac{1}{M_1 M_2} \frac{A_1 A_2}{(A_1 + A_2)}, \quad A = \frac{J_{at}}{a} n S^2, \quad S - \text{spin, } n - \text{число слоев, } a - \text{толщина пленки.}$$

$$A_1 = A_2 \rightarrow J_{12}^{f.c.} = \frac{2}{a} \frac{A}{M_1 M_2} \approx \frac{2}{M_1 M_2} \left(\frac{J_{at}}{a^2} \right), \quad \text{В квант. энергии и } H_{ex} \text{ бросает } \left(\frac{J_{12}}{d} \right) \text{ или } (J_{12}/d_{1,2}).$$

$$H_{ex} (b 2-cho) = \frac{J_{12}}{d_2} M_1, \quad H_{ex}^{f.c.} = J_{12}^{f.c.} \frac{M_1}{d_2} = \frac{2}{M_1 M_2} \left(\frac{J_{at}}{a^2} \right) \frac{M_1}{d_2} \approx \frac{2}{M d_2} \frac{J_{at}}{a^2} \approx \frac{2}{10^3 \cdot 10^{-5}} \frac{10^{-13} \text{ erg}}{10^{-16} \text{ cm}^2} \approx 10^4 \text{ Oe} \quad (!)$$

$H_{ex}^{f.c.}$ (quad 100 nm) $\sim 10 \text{ kOe}$ всего, но a и variance налагаются. И более не $\sim 10^4 \text{ Oe}$.

$$H_{ex}^{f.c.} = \frac{2}{M_2} \frac{1}{3} \left(\frac{J_{at}}{a^2} \right) \left(\frac{1}{d_2} \right) = \left| \frac{1}{3} = \frac{\sqrt{2A}}{M_2} \right| = \frac{2}{\sqrt{2A}} \left(\frac{J_{at}}{a^2} \right) \left(\frac{1}{d_2} \right) \text{ или } H_{ex}^{f.c.} = \frac{2}{M_2} \left(\frac{J_{at}}{a^3} \right) \left(\frac{1}{d_2} \right) = H_{ex}^{at} \left(\frac{a}{d_2} \right)$$

$$H_{ex}^{at} = \frac{2}{M_2} \left(\frac{J_{at}}{a^3} \right) = \frac{2}{10^3 \text{ G}} \frac{10^{-13} \text{ erg}}{30 \cdot 10^{-24} \text{ cm}} \approx 10^7 \text{ Oe} (!)$$

То же самое, если $H_{ex} = \frac{J_{12}}{d_1} M_2$ или $\frac{J_{12}}{d_2} M_1$,

$H_{ex} \approx \frac{J_{12}}{d} M$ в уравнении на $\theta_1, \theta_0, \theta_2$ и H_{sw} . И где $H_{ex}^{f.c.} \approx 10^4 \text{ kOe}$ не такая уже и большая величина по сравнению с $H_{A1} \approx 30 \text{ kOe}$, тогда можно "strong coupling limit" $a \gg 1$, $\theta_0 = \theta_1$ приемлемым. $H_{ex}^{f.c.} = H_{ex}^{at} \cdot \left(\frac{a}{d_{1,2}} \right)$, $\frac{a}{d_j} \ll 1$, a — величина пленки || θ .

→ Т.е. "strong coupling limit" $H_{ex} \propto H_{ex}^{at}$ возможно только для ultrathin layers $d_{1,2} \approx a$.

$H_a^{f.c.} = \frac{J_{12}^{f.c.}}{d^2} M, \approx 10^4 \text{ Oe}$ гдет. $\left(\frac{J_{12}^{f.c.}}{d}\right) \approx 10$. Там же $\left(\frac{J_{12}}{d}\right) \sim 0.1-1$ параметр
 для коэффициента $H_{sw}(J_{12})$.
 $J_{12}^{f.c.} \approx \frac{2}{M^2} \frac{J_{at}}{a^2} = \frac{2}{10^{20} \text{ g}^2} \frac{10^{-13} \text{ erg}}{10 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2} \approx 10^{-4} \text{ cm} \approx 10^3 \text{ nm}$ (где $60/\text{FeM}$: $J_{12} \approx 5 \text{ nm}$)

Рассмотрим атом. и микромгн. переходы:
 Оценка сдвигов по энергии атом. состояний гдет. поле $H_{ex}^{at} \approx \frac{1}{M_s V_{at}} J_{at} \approx \frac{1}{M_s} \frac{J_{at}}{a^3} \approx 10^7 \text{ Oe}$,
 у меня же в уравнении гдет. поле $H_{ex} \leq H_{ex}^{f.c.} = H_{ex}^{at} \left(\frac{a}{d_2}\right)$, с $d_2 \gg a$,
 т.е. H_{ex} у меня меньше на порядок всего атом. $V_2 = S \cdot d_2$, а не на
 порядок меньше. Слой $V_s = S \cdot a$. Там же H_{ex} отклоняется на множит. $\left(\frac{a}{d_2}\right) \ll 1$.

Для гдет. поля $\frac{1}{3} \gg 1$ (см. 16/12) разумеется параметр
 $\cos \theta_L = \frac{h}{h_a}$ ($h < h_a$) и $\theta_L = \pi$ ($h > h_a$). Тогда система (***), где θ_1, θ_0 :

$$\begin{cases} \frac{1}{2} H_{K1} \sin 2\theta_1 + H \sin \theta_1 + \frac{M_2^2}{M_1 V_1} \left(\frac{z}{d}\right) a \sin(\theta_1 - \theta_0) = 0 \\ \sqrt{2} \sqrt{\Phi(\theta_0) - \Phi(\theta_L)} = a \sin(\theta_0 - \theta_1), \quad \Phi(\theta) = \frac{1}{2} h_a \cos^2 \theta - h \cos \theta. \end{cases}$$

Примем при $\theta_L = \pi$ и $\theta_0 \ll 1, \theta_1 \ll 1$. $\Phi(\theta_0) - \Phi(\theta_L) = \frac{1}{2} h_a (\cos^2 \theta_0 - 1) - h \cos \theta_0 - h$
 $\Phi(\pi) = \frac{1}{2} h_a + h$. Итого, всего $\Phi(\theta_0) - \Phi(\pi)$ не мало где $\theta_0 \approx 0$.

Все уравнения для и слоев $\theta_1(z)$ of FePt layer
 вблизи interface $z=0$. Гран. усл. от $21/17$ где $\theta_1(z)$:

$-\left(\frac{\partial \theta_1}{\partial z}\right)_{z=0} = \frac{J_{12} M_1 M_2 \sin(\theta_{10} - \theta_0)}{2A_1}, \quad \theta_{10} = \theta_1(z=0), \quad \frac{\partial \theta_1}{\partial z} = J_{12} \frac{M_2}{M_1} \frac{1}{z_1} \sin(\theta_0 - \theta_{10}),$ "z" в eq. $z_1 = \frac{\sqrt{2} A_1}{M_1}$

Для $\theta = \theta_2(z)$ было $\frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{J_{12} M_1}{\frac{2}{3} M_2} \sin(\theta_0 - \theta_1) \approx \frac{\sqrt{2} A_1}{z_1} \sin(\theta_0 - \theta_1)$ "z" в eq. $z_1 = \frac{\sqrt{2} A_1}{M_1}$

В усл. непрерывности: $\frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{J_{12} M_1 M_2 \sin(\theta_0 - \theta_{10})}{2A}$ и $\frac{\partial \theta_1}{\partial z} = \frac{J_{12} M_1 M_2 \sin(\theta_0 - \theta_{10})}{2A_1}$

или $A \frac{\partial \theta}{\partial z} = A_1 \frac{\partial \theta_1}{\partial z}$ и $\frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{J_{12} M_1 M_2 \sin(\theta_0 - \theta_{10})}{2A}$, $\theta_0 = \theta(0), \theta_{10} = \theta_1(0), z=0$.

Условие непрерывности θ_1 где FePt нагнетает эти гран. усл. (см. $A \frac{\partial \theta}{\partial z} = A_1 \frac{\partial \theta_1}{\partial z}$),
 но если $K_1(\text{FePt})$ велика, то неоднородность FePt layer $\sim \sqrt{\frac{A_1}{K_1}} \sim 1 \text{ nm}$, где
 слабее, и на обобщение условия типа $\langle M \rangle$ величина не влияет.

(показ. в малой сн.)
 Угол $\theta_1(z)$ после минимиз. $F_1[\theta_1(z)]$ и будет бы вечно
 одного гр-я на θ_1 - к гдет. уравнению на $\theta_1(0)$ и $\theta_1(-d)$, полагая
 анал. (привалентный) гр-я на θ_0 и θ_L - FePt layer.

Интересно, что где $J_{12} \rightarrow 0$ и $J_{12} \rightarrow J_{12}^{f.c.}$ ($\tilde{A}_j \rightarrow 0$) член.

условие $A \frac{\partial \theta}{\partial z} = A_1 \frac{\partial \theta_1}{\partial z}$ и $\frac{\partial \theta}{\partial z} = a \sin(\theta_0 - \theta_1)$ вычисляется (!) при $\theta_1 = \text{const}$ гдет.

При непрерывности J_{12} $\theta_1 = \text{const}$ разумеется, если K_1 очень велика.

Действительно, $A_1 \sqrt{\frac{K_1}{A_1}} \frac{\partial \theta_1}{\partial z} = \text{const}$, $z = z/s, \delta = \sqrt{\frac{A_1}{K_1}}$ При поле K_1 $\frac{\partial \theta_1}{\partial z} \rightarrow 0$, гдет. $\theta_1 = \text{const}$.

Граничные $|H_{sw}| = H_{K1} - \frac{J_{12} M_2}{d_1}$ с Оукамом пренебреж.

Macro $E_{ex} (erg/cm^2) = -J_{12} M_1 M_2 \cos(\theta_1 - \theta_2)$, Micro $E_{ex} = -J_{12} \vec{S}_1 \vec{S}_2 = -J_{12} S_1 S_2 \cos(\theta_1 - \theta_2)$

Оукама $S=1$ (nm) и $z=2$ (мало шум. берем в усреднение), a - ширина пленки, u - ширина слоя Оукама выдвинутой

$$J_{12} M_1 M_2 = 2J/a^2 \text{ ум. } J_{12} = \frac{2}{M_1 M_2} \left(\frac{J}{a^2} \right) \text{ и } J_{12}^{fc} = \frac{2}{M_1 M_2} \left(\frac{J_{at}}{a^2} \right) \text{ von } 2S/\sqrt{z}$$

$$H_{ex} = \frac{J_{12} M_2}{d_1} = \left(\frac{J_{12}}{J_{12}^{fc}} \right) H_{ex}^{fc}, \text{ и Оука. } J_{12} \rightarrow \frac{J_s}{J_{12}^{fc}} = \frac{J}{J_{at}} = \frac{J_{12}}{J_{12}^{fc}}$$

$$-H_{sw}(J_{12}) = H_{K1} - \frac{J_{12}}{J_{12}^{fc}} H_{ex}^{fc} \text{ и } -\frac{H_{sw}}{H_a} = 1 - 4\pi \frac{M_1}{H_a} - \left(\frac{J_{12}}{J_{12}^{fc}} \right) \frac{H_{ex}^{fc}}{H_a}$$

$$H_{ex}^{fc} = \frac{J_{12} M_2}{d_1} = \frac{M_2}{d_1} \frac{2}{M_1 M_2} \left(\frac{J_{at}}{a^2} \right) = \frac{2}{M_1 d_1} \left(\frac{J_{at}}{a^2} \right) = \frac{2}{1.1 \cdot 10^3 G \cdot 100 \cdot 4 \cdot 10^{-8} cm} \left(\frac{1.10^{-13} erg}{4^2 \cdot 10^{-16} cm^2} \right)$$

$$H_{ex}^{fc} = \frac{2}{1.1 \cdot 10^3} \frac{10^3}{10^5 \cdot 10^{-8}} Oe = 0.028 \cdot 10^5 Oe = 2.8 \cdot 10^4 Oe$$

1) Дана $K_1 = 2 \cdot 10^7 \text{ erg/cm}^2$, $H_a = 36.1 \text{ kOe}$ и $\frac{H_c}{H_a} = -\frac{H_{sw}}{H_a} = 1 - 4\pi \frac{M_1}{H_a} - \left(\frac{H_{ex}^{fc}}{H_a} \right) \left(\frac{J_{12}}{J_{12}^{fc}} \right)$

$$\rightarrow \frac{H_c}{H_a} = 1 - \frac{14 \text{ kOe}}{36.1 \text{ kOe}} - \frac{28 \text{ kOe}}{36 \text{ kOe}} \left(\frac{J_{12}}{J_{12}^{fc}} \right) = 0.69 - 0.78 \left(\frac{J_{12}}{J_{12}^{fc}} \right) - \text{нельзя corr. c Оука. елем } J < 0.1$$

2) Дана $K_1 = 6 \cdot 10^7$, $H_a = 109 \text{ kOe}$ и $\frac{H_c}{H_a} = 1 - 4\pi \frac{M_1}{H_a} - \left(\frac{H_{ex}^{fc}}{H_a} \right) \left(\frac{J_{12}}{J_{12}^{fc}} \right) = 0.87 - 0.26 \left(\frac{J_{12}}{J_{12}^{fc}} \right) - \text{corr. c Оука. мин. при } J/J_{at} < 0.1, \text{ иначе не}$

→ Оукама и Оукама имеют формулу H_c

при $J_{12} = 0$ (0.84 для $K_1 = 2 \cdot 10^7$ и 0.95 для $K_1 = 6 \cdot 10^7 \text{ erg/cc}$)?

Можно проверить $|H_{sw}| = H_{K1} - \frac{J_{12} M_2}{d_1}$ требует мин. где $(0, \pi) \rightarrow (\pi, \pi)$

switching. (θ_1, θ_0) - здесь у нас $\vec{M}_1, \vec{M}_2$ на interface. Ано, но это требует мин. где мин. $\left(\frac{J_{12}}{d} \right)$ и где E_{ex} "spring" и где "hom. FERh" layer.

с параметр J_{12} θ_1 берем от мин. от "0" и θ_0 от " π ", а при $J_{12} \approx J_{12}^{fc}$ switching берем от мин. $(0, 0) \rightarrow (\pi, \pi)$.

$$\rightarrow 12/\sqrt{z} \text{ и ширина } M_2 = M_1 v_1 + M_2 \frac{\sqrt{z}}{4} \left(\frac{3}{d} \right) \quad z = \sqrt{\frac{2A}{M_2^2}} = \frac{\sqrt{2 \cdot 10^{-6}}}{1.2 \cdot 10^3} = \frac{1.4 \cdot 10^{-6}}{1.2} \text{ где FERh}$$

$$v_1 = \frac{1}{5} \left(\frac{3}{d} \right) = \frac{12 \text{ nm}}{0.4 \text{ nm} \cdot 500} = \frac{12 \text{ nm}}{200 \text{ nm}}, \quad \frac{M_2}{\langle M_s \rangle} = \frac{M_1 v_1 + M_2 \frac{\sqrt{z}}{4} \left(\frac{3}{d} \right)}{M_1 v_1 + M_2 v_2} = 0.21 \text{ тогда}$$

$$\text{так Оукама нормализуем } M_2/M_s = 0.23 \text{ (} T = 10^{-11} \text{)} \text{ и } M_2/M_s = 0.22 \text{ (} T = J_{at} = 10^{-13} \text{)}.$$

Скорее всего хопеция и не забывает от J_{12}

$$\rightarrow \text{Nuc. field. } H_n = H_{a2}^{eg} - \frac{J_{12} M_1}{L} = 4\pi M_2 - \frac{J_{12}}{J_{12}^{fc}} \left(\frac{J_{12}^{fc}}{d_1} M_2 \right) \frac{d_1}{L} \frac{M_1}{M_2} \text{ где } J_{12} \ll J_{12}^{fc}$$

$$\text{Дана } \left(\frac{J_{12}}{J_{12}^{fc}} \right) = 0.1 \quad H_n = 4\pi \cdot 12 \cdot 10^3 G - 0.1 \cdot \frac{40 \text{ nm}}{160 \text{ nm}} \cdot 28 \text{ kOe} \cdot \frac{1.1}{1.2} \frac{H_{ex}^{fc}}{H_a} = 1.44 \cdot 10^4 Oe$$

$$\frac{H_n}{H_a} = \frac{14.4 \text{ kOe}}{36.4 \text{ kOe}} = 0.40 \text{ тогда так и Оукама } 0.29 \text{ (} T = 0.1 J_{at} \text{)} \text{ и } 0.31 \text{ (} T = J_{at} \text{)}.$$

→ Логично, что H_n и Оукама часто имеют с J_{12} , тогда так же можно считать E_{ex} и H_n габарит $H_{a2} = 2K_2/M_2$, то H_n - это все берем еще формулу.

→ Оукама беру $K_2 = 2 \cdot 10^6 \text{ erg/cc}$.

$K_{1, \text{max}}$ — энергия барьеров разрыва для $P_{52}P_{42}$ для $t = 15-30$ мин.
Всего для $P_{52}P_{42}$ K_1 получено шесть значений между $2,5-2,7 \cdot 10^7$ эрг/г для $P_{50}P_{49}$

Wf room T: $\Delta a / N_s = \frac{26.4 \text{ } \mu\text{m}}{1.1 \text{ } \mu\text{m}} = 23.1 = 1$, $\beta = d - 4\pi = 20.5$

u. c.m. a.c. $\rightarrow d_{sw}(T) = \beta M_1(T) - \frac{J_{12}}{d_1} M_2(T)$, $\frac{J_{12}}{d_1} = \left(\frac{J_{12}}{d}\right) \frac{1}{v_1}$

Due $R_{PT}/R_{RH} = 25 \text{ nm}/125 \text{ nm}$, $r_1 = 25/(125+25) = 15/150 = 1/6$. *no. of turns*

$H_{sw}(T)$ вычислен разумно (только H_{sw} в 2-3 раз больше сур. $H_{\text{ср}}$ у $Thalassidroma$)

Handmade progress report (HPR/HPRH в основном) и посылка до to Pay с 22/4
хорошим уровнем of ICM - Conf. fee. Seminar 1. Benzen - CMU.

L. Berger, "Spin-dependent transport"

Only $x \leq L_0$ because rest contributes to result torque ($L_0 \frac{\pi \cdot 10 \text{ mm}}{4 \cdot 4}$)
- i.e. no surface effect - Berger - 1996

Current induced torque = negative (or positive) add't. Gilbert damping

Tsai, 1998 observed exp. current induced precession of S_2 .

Remain ym to calculate torque.

Translation (Slon. Berger, 1996) or expansion/contraction

(Berger '2001) to explain p-spin current $\mu \uparrow \rightarrow \mu \downarrow$.

СВ 3 по директиве

Quiz. Ocr. voprosy: J_{sd} u Δ^{μ} -spin accumulation

Объект Олену, 250 нано гнз упрочнение FePt/FeRh-распределенная M(T=0) гнз FePt, FeRh, $T_c(\text{FePt})$, $T_c, T_N(\text{FeRh})$ и обмен. взаимодействия в FePt вдоль [001] и в FeRh вдоль [110] направленные (200 направленные) и менее при эмиссии. после в exp. by Shiele 'APL'03)

Harman gave memo order to Dieler and Roy

New (T) & Sept/Aprt biberer. 4 ju mcbma Duncan:

→ Banovina Reg. form of ICM (Char. globular cysts)

Pays Credit Card N) u voucher ee by Fax to Org. Committee.

Aznobop a Oron (Fert-Chapter to Kluwer-book; Roy and Fert/Ferh pasova). Dieter npegnoun Oron b. b. ew HAMB-govmag "AF/F media" u. na pasova Fert/Ferh. → Crazen Andreas o metamagnet (Y_{0.5}SnGa) croose reducing of He npegn AF → F npepoxa b. na. nae ~ 5 kOe.

On ne craignait pas les neiges et les vents. Spasmodique et Dieter.
Garabun slides no FEPT/FEH.

New media for HAMR - idea

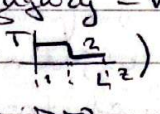
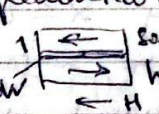
→ Нормализация Дистрибуции зарядов FePt/FeRh , Occurrence DW в FePt/FeRh ,
использ. на универсальности в раскачке об удельных характеристиках метамagnets
визуализация квантов доме $\text{AF} \rightarrow \text{F}$ перехода где мат. Зонная структура

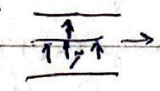
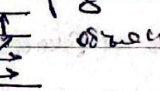
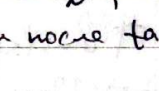
various metamagnets & materials $H_{cr} \sim 5-10$ kOe up
 Kangasani: YMnSn Ga u FeRh , YMnGa
 no $M_s = 35$ em/g - nanobase, upobezno FeR

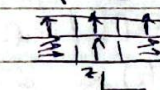
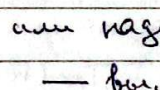
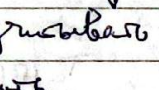
5 kOe,

Inv. disclosure Formula: New conception of magnetic recording media
 with high coactivity and field induced AF $\leftrightarrow$ F transition in metamagnet
 layer ex. Coupled to recording layer: Self-softening in m. field.

→ HAMR seminar: Coexistence koozysushennoye miana pado
 by Dieter. Doklad Dieter no composite AF/F media (yblennye termo-
 gradusennoye ze oves ex. bias field), noe krasnoe soodusheniye o $H_{sw}(T)$
 of FePt/FeRh bilayer. He oboznen na bofpozov/comments:

1) Julius'a - Sonali oboznen noobshygo zagory - nepremennymyame
 bilayer field (2-ba chet b ogran nat. sozdan $T(z)$  $\frac{1}{2W}$  soft
 hard, no
 in-plane $\vec{M}$, na no emy chet, no
 zagory soft/hard in-plane bilayer gabo pemyu u b. ex. spring" u uniform mozem

2) Tom Ambrose - Cuesna spoznaet ogran poz bime T_v , zaden upu
 $T < T_v$ uenoprye.  $\frac{1}{2W}$  $\frac{1}{2W}$ 
 noobzneny na/ob bno upobez u noobzneny ex. spring" upu na/ob
 bime T_v , b/roge oboznen

3) Ganping Gu - FePt/FeRh crega na dyger passara upu uenobznen
 Surob  $\frac{1}{2W}$  $\frac{1}{2W}$ 
 uen nago yuchibat ΔW /transitions b FeRh boro ok -
 bozneny.

31/IV Oen. Cuesna yu. gne $\theta_1, \theta_0, \theta_L$ os 24/IV noobznen Surob uenobznen
 no $\theta_1 \ll 1$ (no buegno beko neyeg switching FePt layer).

$$\sin(\theta_0 - \theta_1) = \sin \theta_0 \cos \theta_1 - \cos \theta_0 \sin \theta_1$$

$$\begin{cases} [H + H_{K1}] \theta_1 + \frac{M_2^2}{M_1 \mu_1} \left(\frac{3}{d} \right) a \sin(\theta_0 - \theta_1) = 0 \\ \sqrt{2} \sqrt{\Phi(\theta_0) - \Phi(\theta_L)} = a \sin(\theta_0 - \theta_1) \end{cases} \quad \theta_0 \ll 1$$

Unrepec. peneniye $\theta_0(\theta_1)$ boro uenobznen 23/IV noobznen Putra.

$$\theta_0 \approx \theta_L, \rightarrow \theta_0 = \pi - \delta = \pi + \frac{a}{L} \frac{1}{h + h_a + \frac{a}{L}} \theta_1$$

$$\cos(\theta_0 - \theta_1) = \cos(\pi - \delta - \theta_1) = (-1) \cos(\delta + \theta_1), \quad \delta + \theta_1 = \left[1 - \frac{a}{L} \frac{1}{h + h_a + \frac{a}{L}} \right] \theta_1$$

$$\text{T.e. } \cos(\theta_0 - \theta_1) = -1 + O(\theta_1^2)$$

$$\text{Unare } \cos^2(\theta_0 - \theta_1) = 1 - \sin^2(\theta_0 - \theta_1) = 1 - \frac{2}{a^2} [\Phi(\theta_0) - \Phi(\theta_L)]$$

$$\rightarrow \sin(\theta_0 - \theta_1) = \sin(\pi - \delta - \theta_1) = \sin(\delta + \theta_1) \approx \left[1 - \frac{a}{L} \frac{1}{h + h_a + \frac{a}{L}} \right] \theta_1$$

$$[H + H_{K1}] \theta_1 = \frac{M_2^2}{M_1 \mu_1} \left(\frac{3}{d} \right) a \left[1 - \frac{a}{L} \frac{1}{h + h_a + \frac{a}{L}} \right] \theta_1, \quad H = -H_{K1} + \frac{M_2^2}{M_1 \mu_1} \frac{3}{d} a \left[1 - \frac{a}{L} \frac{1}{h + h_a + \frac{a}{L}} \right]$$

- no gae equation na $H_{sw} = H$ os 23/IV ($h = H/M_2$).

$$H_{sw} = -H_{k1} + \frac{J_{12} M_2}{d_1} \left[1 - a \frac{3}{L} \frac{M_2}{H + H_{k2} + a \frac{3}{L} M_2} \right], \quad a = \frac{J_{12} M_1}{\frac{3}{L} M_2}$$

15

$a \gg 1$ можно считать (при $J_{12} \rightarrow J_{12}^{fc}$), но $(a \frac{3}{L}) \rightarrow \text{const.}$ и тогда при $J_{12} \rightarrow J_{12}^{fc}$.

$$a \frac{3}{L} M_2 = \frac{J_{12}}{3} \frac{3}{L} M_1 M_2 = \frac{J_{12}}{L} M_1 = H_{e12}, \quad H_{e12} = \frac{J_{12} M_2}{d_1}. \quad \text{Значит } H_{k2} = H_{k2}^{fc} = H_{k2} + 4\pi M_2$$

$$\rightarrow H = -H_{k1} + H_{e1} \left[1 - \frac{H_{e2}}{H + H_{k2} + H_{e2}} \right] \quad \text{группа } H \text{ и } H_{sw}$$

Для $\left(\frac{J_{12}}{d}\right) \leq 1$ можно $H_{sw}^{(1)} = -H_{k1} + H_{e1}$, след. условие по $(J_{12}/d) \leq 1$:

$$H_{sw}^{(2)} = -H_{k1} + H_{e1} \left[1 - \frac{H_{e2}}{H_{k2} - H_{k1}} \right], \quad H_{k2} - H_{k1} = 4\pi M_2 + 4\pi M_1 - H_{k1} < 0$$

$$(H + H_{k1} - H_{e1})(H + H_{k2} + H_{e2}) + H_{e1} H_{e2} = 0, \quad H^2 + H[H_{k2} + H_{e2} + H_{k1} - H_{e1}] + H_{k1} H_{k2} + H_{k1} H_{e2} - H_{e1} H_{k2} = 0$$

$$2H_{12} = -H_{k1} - H_{k2} + H_{e1} - H_{e2} \pm \sqrt{(H_{k2} + H_{k1} + H_{e2} - H_{e1})^2 - 4(H_{k1} H_{e2} - H_{e1} H_{k2})}$$

- условие с рел. гр. $\approx 21/12$ для тонкой мембраны - (II)

$$\hat{x}(a_1 + a_2) - \frac{a_1 a_2}{m_1 m_2} = |x| = -\frac{J_{12}}{d} \frac{1}{v_1 v_2} = -\frac{J_{12}}{d v_1 v_2} [-H_{k1} m_1 + H_{k2} m_2] + H_{k1} H_{k2} =$$

$$= H_{k1} H_{e2} - H_{k2} H_{e1} + H_{k1} H_{k2}, \quad \text{т.е. гр. (II) } \approx 21/12 \text{ и начальные условия}$$

$$a_1 = (4\pi M_1 - H_{k1}) m_1 = -H_{k1} m_1, \quad a_2 = (4\pi M_2 + H_{k2}) m_2 \Rightarrow H_{k2} m_2$$

$\rightarrow$ Угол замыкания, начальные условия с $\theta_0 = \pi + \frac{a}{L} \frac{1}{[h + h_0 + \frac{a}{L}]}$, θ_1 и т.д.

эквивалентно рассм. ускорениям $(0, \pi)$ разогн.

ном. film с тонкой мембраной от 21/12.

Неудовлетворено без рел. гр. $\theta_0 = \theta_1 = \theta_2 = \pi$, $\theta_1 \ll 1 \rightarrow 0$.

$\rightarrow$ Надо найти $\cos(\theta_0 - \theta_1)$, оказавшись от и рел. гр. $\theta_0 \approx \pi$ (но $\theta_1 \ll 1$, $\theta_2 \approx \pi$)

$$\Phi(\theta_0) - \Phi(\theta_1) = \frac{1}{2} a^2 \sin^2(\theta_0 - \theta_1) = \frac{1}{2} a^2 [\sin^2 \theta_0 - \sin 2\theta_0 \theta_1]$$

$$[H + H_{k1}] \theta_1 + \frac{M_2^2}{M_1 v_1 d} a [-\sin \theta_0 + \theta_1 \cos \theta_0] = 0, \quad \theta_1 = \frac{J_{12} M_2}{d_1} \frac{\sin \theta_0}{[H + H_{k1} + \frac{J_{12} M_2 \cos \theta_0}{d_1}]}$$

$$\Phi(\theta_0) - \Phi(\pi) = \frac{1}{2} h a (\cos^2 \theta_0 - 1) - h (\cos \theta_0 + 1) =$$

$$= \frac{1}{2} a^2 \sin^2 \theta_0 - \frac{1}{2} a^2 \sin 2\theta_0 H_{e1} \frac{\sin \theta_0}{[H + H_{k1} + H_{e1} \cos \theta_0]} \quad \text{группа } H \text{ и } \theta_0(H).$$

и тогда $a \gg 1$ счит. $\theta_1 = \frac{1}{2} \theta_0$, $\frac{1}{2} h a (\cos^2 \theta_0 - 1) - h (1 + \cos \theta_0) = 0$

$$\text{Остаток: } \left(\frac{1}{2} h a (\cos^2 \theta_0 - 1) - h (\cos \theta_0 + 1) = \frac{1}{2} a^2 \sin^2 \theta_0 \left[1 - 2 H_{e1} \frac{\cos \theta_0}{H + H_{k1} + H_{e1} \cos \theta_0} \right] \right)$$

- куд. гр. основ. $\cos \theta_0 = x$.

при $a \rightarrow 0$ $h a \cos^2 \theta_0 - 2h \cos \theta_0 - h a - 2h = 0$ $\theta_0 = \pi$ - это решение.

$$2 \cos \theta_0 = [2h \pm \sqrt{4h^2 + 4ha(ha + 2h)}] \frac{1}{ha} = \frac{1}{ha} [2h \pm 2(h + ha)]$$

$$h + ha < 0 \quad \cos \theta_0 = -1 \quad \text{и} \quad \cos \theta_0 = \frac{1}{ha} [ha + 2h] \quad \text{не имеет смысла, т.к. при } a \rightarrow 0 \text{ должно } \theta_0 = \theta_1$$

$$\cos(\theta_0 - \theta_1) = \cos \theta_0 + \theta_1' \sin \theta_0 \quad H_{sw} = -H_{k1} - \frac{J_{12} M_2}{d_1} \cos(\theta_0 - \theta_1)$$

$$\cos(\theta_0 - \theta_1) = \cos\theta_0 + He_1 \frac{\sin^2\theta_0}{[H + H_{k1} + He_1 \cos\theta_0]} = \frac{H e_1 + (H + H_{k1}) \cos\theta_0}{H + H_{k1} + He_1 \cos\theta_0}$$

$$H_{sw} = -H_{k1} - He_1 \frac{H e_1 + (H + H_{k1}) \cos\theta_0}{H + H_{k1} + He_1 \cos\theta_0} = -H_{k1} - He_1 \left[\cos\theta_0 + \frac{H e_1 \sin^2\theta_0}{[H + H_{k1} + He_1 \cos\theta_0]} \right]$$

$$\rightarrow [H + H_{k1} + He_1 \cos\theta_0]^2 + He_1^2 \sin^2\theta_0 = 0, \quad \text{т.е. } \sin\theta_0 = 0 \quad \text{или } \theta_0 = 0, \pi$$

$$\text{Аналог. } H + H_{k1} + He_1 \cos(\theta_0 - \theta_1) = 0$$

→ т.е. в мин. приближении по $\theta_1 \ll 1$ решение только $\theta_1 = 0, \theta_0 = 0, \pi$

$$\text{и } H_{sw} = -H_{k1} - He_1 \cos\theta_0, \quad \theta_0 = \pi \text{ только}$$

$$\text{Упр } \theta_1 \ll 1: [H + H_{k1} + He_1 \cos\theta_0] \theta_1 = He_1 \sin\theta_0 - \text{ус. равновесия для } \theta_{0,1}(H)$$

$$\left[\sqrt{2} \sqrt{\Phi(\theta_0) - \Phi(\pi)} \right]' = a \sin\theta_0 - a \cos\theta_0 \cdot \theta_1$$

$$\theta_1 = \tan\theta_0 - \frac{\sqrt{2}}{a \cos\theta_0} \sqrt{\Phi(\theta_0) - \Phi(\pi)}$$

$$[H + H_{k1} + He_1 \cos\theta_0] \left[\tan\theta_0 - \frac{\sqrt{2}}{a \cos\theta_0} \sqrt{\Phi(\theta_0) - \Phi(\pi)} \right] = He_1 \sin\theta_0$$

$$[H + H_{k1}] \left[\tan\theta_0 - \frac{\sqrt{2}}{a \cos\theta_0} \sqrt{\Phi(\theta_0) - \Phi(\pi)} \right] = \sqrt{2} \frac{He_1}{a} \sqrt{\Phi(\theta_0) - \Phi(\pi)}$$

$\theta_0 = \theta_L = 0, \pi$ абс. решения, но собственные ли?

Если $a \ll 1$, то реш. $H + H_{k1} = -He_1 \cos\theta_0$, θ_0 - неизв.

Если $a \gg 1$, то $[H + H_{k1}] \tan\theta_0 = 0$ - $\theta_0 = 0, \pi$ или не физично.

$$[H + H_{k1}] \tan\theta_0 = \frac{\sqrt{2}}{a} \sqrt{\Phi(\theta_0) - \Phi(\pi)} \left[He_1 + \frac{1}{\cos\theta_0} (H + H_{k1}) \right]$$

$$[H + H_{k1}] \sin\theta_0 = \frac{\sqrt{2}}{a} \sqrt{\Phi(\theta_0) - \Phi(\pi)} [H + H_{k1} + He_1 \cos\theta_0]$$

к-до. упр-е на $\cos\theta_0(H)$. $\theta_0 = \pi, \theta_L = \pi$ - решение.

высв $\theta_0(H)$ найдем, тогда

$$\cos(\theta_0 - \theta_1) = \cos\theta_0 + \theta_1 \sin\theta_0 = \cos\theta_0 + \sin\theta_0 \tan\theta_0 - \frac{\sqrt{2}}{a} \tan\theta_0 \sqrt{\Phi(\theta_0) - \Phi(\pi)}$$

т.е. даже упр $\theta_1 \ll 1$ абс.и буг равновес. $\theta_0(H)$ зависит от θ_1 , иными $a \ll 1, a \gg 1$ можно было не забот. по сравн. с $H_{sw} = -H_{k1} + He_1$. Даже если $\cos\hat{\theta}_0(H)$ - упрощая

$$\text{упр-е } H_{sw} + H_{k1} + He_1 \cos[\hat{\theta}_0(H_{sw}) - \theta_1] = 0$$

$$H_{sw} + H_{k1} + He_1 f(H_{sw}) = 0 \text{ анализ, но решение}$$

→ т.е. по He_1 : "упрощение" $\theta_0(H) = \pi$ (или θ_L), $\cos(\theta_0 - \theta_1) = -1$
и $H_{sw} = -H_{k1} + He_1$

"де упр. $\theta_0 = \pi - \delta$, $\delta \sim a \sim He_1$

$$-\Phi(\theta_1) + \Phi(\theta_0) = \Phi'(\theta_0)(\theta_0 - \theta_1) = -\Phi'(\theta_0)\delta + \frac{1}{2}\Phi''(\theta_0)\delta^2$$

$$\Phi(\theta) = -\frac{1}{2}ha \sin 2\theta + h \sin\theta, \text{ если } \theta_L = \pi, \text{ то } \Phi'(\theta_0) = 0, \Phi''(\pi) = -(h + h_a) > 0$$

$$[H + H_{k1}] \sin\theta_0 = \frac{\sqrt{2}}{a} \sqrt{\frac{\Phi''(\pi)}{2}} \delta^2 [H + H_{k1} + He_1 \cos\theta_0] = \delta [H + H_{k1}]$$

т.е. $[H + H_{k1} + He_1 \cos\theta_0] = 0$ - решение $\theta_0(H)$ указывается

Даже если $\theta_L = \pi - \delta_L$ и $\Phi'(\theta_0) \neq 0$, $\Phi'(\theta_0)\delta \sim \delta_L \delta$ и снова $[...] = 0$, т.к. $\delta_L, \delta \sim a$.

$$\Phi(\theta_0) = \Phi(\theta_L) + \Phi'(\theta_L)(\theta_0 - \theta_L) + \frac{1}{2}\Phi''(\theta_L)(\theta_0 - \theta_L)^2 = \Phi(\theta_L) + [h_L + h] \delta_L (\delta_L - \delta) + \frac{1}{2}[-h - h_L] (\delta_L^2 - \delta^2)$$

$$\Phi(\theta_L) = \Phi(\pi) - \Phi'(\pi)\delta_L + \frac{1}{2}\Phi''(\pi)\delta_L^2$$

$$\text{Тогда: } \Phi(\theta_0) - \Phi(\theta_L) = \frac{1}{2}(h + h_L) [2\delta_L(\delta_L - \delta) - (\delta_L^2 - \delta^2)] = \frac{1}{2}(h + h_L) [\delta_L^2 - \delta^2] \quad \left\{ \right.$$

Видно θ_0 — параметр, зависящий от a^2 или H_0 .

Может быть $\theta_0 = \pi - \delta$, но $\delta \sim a^2$ — не подходит, $\delta \sim a^{1/2}$ — не подходит.

Вывод: → Не видно как анализ. Небольшое изменение $H_{\text{ex}} = -H_{\text{ex}} + \frac{J_2 M_2}{d_1}$

→ Искренне. Обсуждение с Roy concerning paper on FeRh/FePt bilayer. 2/vi
Время APS — инициал (same as final version). Конечно есть $H_c(T)$ выше V_{ad} .
Ссылка также на Spain Embassy (по поводу R. Malob), но не успел и
онлайн meeting на ICNFS/ICM. Обсужд. с Юрием по инициативе, по HAMR-
review журнала.

→ Ref. статьи Lyberatos на HAMR (составление ссылок, tracks) и обсужд. с ним. 3/vi
Время статьи по exch. inversion в FeRh. HAMR-review (Media, Thermostability
и зам. зам.). Беседа с Lyberatos о применении нового Allen-Allen к
переходу, связанному с ок. моментом.

FeRh FeRh — м. обзор в AM Lib. (группа мар-ки с AF-F transition) 4/vi

① J. Ivarsson et al. Phys. Lett. 35A, 167 (1971). The e^- heat capacity of nearly stoichiometric ordered FeRh alloys.

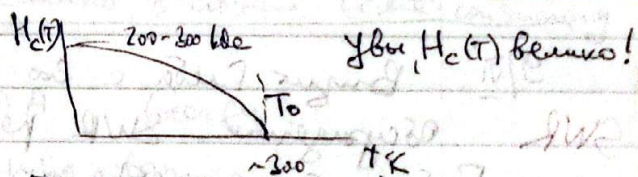
$T_{\text{crit}} = 310$ ($\text{Fe}_{0.9}\text{Rh}_{0.1}$), 330 ($\text{Fe}_{0.95}\text{Rh}_{0.05}$ to $\text{Fe}_{0.5}\text{Rh}_{0.5}$) AF → F transition.

② J.B. McKinnon et al. J. Phys. C1, S46 (1970). The AF-F transition in FeRh alloys.

Guid. field for the AF-F transition

$$H_c(T) = H_0 \left[1 - \left(\frac{T}{T_0} \right)^2 \right]$$

$H_0, T_0 = f(\text{composition})$



		H_0, kOe	T_0, K
FeRh _{61.9}	lat. const	236.9	335
FeRh _{53.1}	2.985 Å	233.6	321.9
FeRh _{61.2}	2.986 Å	310.3	384.2

atom% Curator $S=1$ give $B_S(x)$ no longer give F-phase.

$\mu_{\text{Fe}} = 3.2 \mu_B/\text{at}$, $\mu_{\text{Rh}} = 1.85 \mu_B/\text{at}$. Rhodes-Wahlfarth ratio $\frac{\mu_{\text{Fe}}}{\mu_{\text{Rh}}} = 1.7$

intermediate model (loc/itin). $T_c(\text{FeRh}_{52}) = 675 \text{ K}$, $T_c(\text{FeRh}_{52})^{1/2} = 350 \text{ K}$.

→ Mn_3GaC — no good FeRh (AF-F transition)

($H_0 T_{\text{Fe}} = 164, T_c = 248 \text{ K}$)

$\mu - \mu_{\text{Fe}}(\text{AF}) = 1.8 \mu_B$, $\mu - \mu_{\text{Fe}}(\text{F}) = 1.9 \mu_B$ (an. D. Fruchart, Sol. St. Com. 2, 91, 1970).

→ Antiferro-Ferromagnetic transition (INSPEC): $FeRh$,

$Y_{1-x}Mn_xGa$, $Hf_{1-x}Ta_xFe_{2-y}$ alloys
 $CoMnSi_{1-x}Ge_x$ solid sol., $MnGeP$, $MnRP$ ($T_C \leq 200 K$), $Y_{1-x}La_xMn_2Ge_2$, Mn_3GaC ($T_C < 250 K$)

- (3) L. Pal. Phys. St. Sol. B104, K97-102, 1980. Phonon. resonant.

(4) S. Niziol et al. JMMM 15-18, 481 (1980). $CoMnSiGa$ — alloy, param. c 210K.

(5) H. Fujii et al. JMMM 54-57, 1345 (1986). $YLaMn_2Ge_2$

5/vi Написание Fig. 2 к JMMM-ICM SW-chain paper и ответ на замечание рецензента.

Обсуждение с Ray моей презентии на IEEE TM-paper by Sazonov-Bertram on mag. noise (мыслим quiz, вопрос к SW-у, и реценз.)
 поговорили и позвали to co-authors 1-bi draft of FEPT/PRH paper (to be subm. to APL).

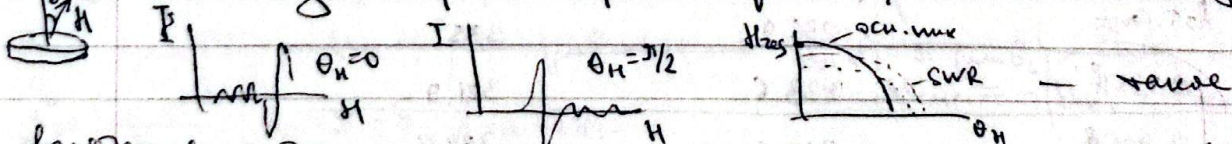
6/vi Миссия Оксана и Ангелос. Fax в Spain Embassy.

Возврат. письмо в миссию (kindergarten) у Антонио.

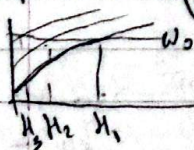
Беседа с Dieter о состоянии FEPT/PRH APL-paper (перепробовали варианты), направили Comments, показали миссии наше письмо-контракт, которое имеет AF-F симметричный (наоборот) перекос.
 → Миссия ездит на HAMR-paper Symposium — вилла H head на терм. стабилизаторе "coaxial track".

Обс. Order no mag. noise

9/vi Визит Глеба с его SW-MRFM презентацией (пр. ему бумаги с Batza)
 SWR Обсуждение SWR paper на Ni dots (сов. мисс co-авторств).
 Глеб нарисовал схематический график для FMR/SWR на $FeNi$ cyl. dots:



Выводимое, что осн. и SWR минимальны при $\theta_H = \pi/2$.
 и SWR мин. при $\theta_H = \pi/2$.



→ необходимо с экв. Demokritov'a на in-plane magnetized dots (saturated), быть все $\omega_n(H)$ меньше H
 и $H_{res} - SWR$ гораздо больше $< H_{res}(osc.)$ на фрикц. Zасоре
 Фриг. эквивалентно $\omega_0 = 9.2 - 9.4 GHz$

→ Oxygen temp. Spontaneous $k_B T = \frac{K_u V}{k_B T}$, give for 10^2 K , $k = 10^2$, $K_u \approx 10^7 \frac{\text{erg}}{\text{cc}}$, $V = (6 \text{ nm})^3$ necessary
 $T_B \approx \frac{1}{25} \frac{K_u V}{k_B} \approx 600 \text{ K (CoPt)}$

10/VI Seminar by D. Laughlin. Crystals, grains, ep. growth.

Two ways to control orientation of thin films:

- 1) growth texture;
- 2) epitaxy + a piece.

$L1_0$ - CuAu - Pt/mm - PPT - ordered.

Hexagonal: $(hkil)$ with $h+k+i=0$, go down gen. coordinate axis

Optimizing orientation energy per interface, for instance. relationship Co/Cr - interface, for instance.

L. Guan, (Peng) Co/Ru/Co → CoPt/Co/Ru/Co/CoPt

Energy barrier as function of J₁₂ coupling.

Diagram showing energy barrier as function of J₁₂ coupling. Diagram showing energy barrier as function of J₁₂ coupling. Diagram showing energy barrier as function of J₁₂ coupling.

→ Discussion PPT/Perh paper + discussion. Nuclear Ounce. No one revised version (2nd draft) to co-authors.

O. Heinonen - MGS + noise

11/VI Disc. c. O. Heinonen (Ray, Eric, Oker) CoFe/Cu/CoFe hexag or $(\Delta M)^2$ & volume $\propto J \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j$ na nobers (unrepeatability). Kuc. amobani ramoban - napamozgavus. Coarse-graining.

Heinonen: 2D FFT que y zeta macroscopic, a noise time-consuming

symposium no current.

Spin dynamics starting from LSDA, Georgy.

Microscopic forms of m. damping term.

Response of read head on transition in media (Heinonen) - noise. M. noise uz-zu CoFe/Cu interfaces - atomistic / micromag. calculations.

Old piece. become static m. configuration na transport, noise eyes gms. $q_z \approx q_{||}$ spin-waves.

Goals: a) bridge atom length scales into micromagnetics

Q1'01 → a) class of magn. structure in perfect CoFe/Cu/CoFe (equil. structure at finite T)
 Q1'04 b) effects of interface mixing Q2'04

- g) better model of magn. dynamics (equation of motion) -
- give me Q2 - FY'04

Mag. noise

→ Seminar by N. Smith. Therm. mag. noise and flut. / dissip.

N. Smith

$S(\omega M) \rightarrow S(M)$ - give the mag. noise.

- 1) Can we ever observe mag. noise M'' & $\dot{M}$? Bege 110 & $\dot{M}$.
M changes $\dot{M}(z)$ - non-uniform.

$$X^{-1}(\omega) = [\hat{K} - i\omega(\hat{D} + \hat{G}) - \omega^2 \hat{M}]$$

Check with. Check. Check $S_{F_i F_j}(\omega) \sim T D_{ij}$ (damping)

- 2) $m(z, t) = \sum_{i=1}^N p_i(z) \vec{m}_i(t)$ - eigenfunction decomposition
Value $\langle \dot{M} \rangle$? $p_i(z)$? Under $p(z) \sim \cos(k_z z) \cos(k_x x)$ x - 10^{-2} - 10^{-1} m

- 3) Noise in barium for upgoing Δ - damping - phenomenon.

- 4) Noisy & infinite film noise. Can be observed
non-uniformity in $\dot{m}_n(z, \omega)$ - non-uniform modes

- 5) Too noisy $\langle m_z^2 \rangle$, $\langle m_x^2 \rangle$ & $\langle m_y^2 \rangle$ to see $S_{mm}(\omega \rightarrow 0)$

- 6) $d = f(\omega)$? for $\Delta_2 < 100$ or. Magn. noise measurement?

- 4) Given $k_x \sim n_x$, n_x - large values because $\mu_m \sim 2-3$ nm
 $\omega_n^2 = \lambda_n^x \lambda_n^z$

$$S(\omega) = \sum_n \frac{(\bar{P}_n)^2}{(\lambda_n^x)^2} \frac{\omega_n^2 [\omega_n^2 + (\gamma \omega)^2]}{(\omega^2 - \omega_n^2)^2 + \text{damp.}}$$

bec. power in n - noisy in m - noise $S(\omega)$

$S(\omega)$ noise much up $f = 1.5-3$ GHz. $d = 0.02-0.05$ - be noisy.

- 8) Noisy & give extreme observation noise $S(\omega)$, be noisy
around Δ_{AL} - rep. anisotropy, Koppa fabricator or t - free layer
(~ 9.6 kse)

- 9) $\langle \theta^2 \rangle = \int_0^\infty dt S_\theta(t) = \sin^2 \left(\frac{1}{\mu V} \frac{1}{H_{xx}} \right)$ - noisy. $\langle \theta^2 \rangle$ factor around ($\sim 20^\circ$)

- y - non-uniformity parameter $S_{\theta\theta}$ - GPM noise

- 10) Unobserved & noisy non-uniform (< 5 nm) damping mechanism:
SO - coupling, $\dot{e}$ - magnon scattering - thermal phonon scattering

11) Bloch-Bloembergen (proper damping) $\langle h_i(t) h_j(0) \rangle \sim \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \frac{1}{T_2}$ - resonance. - regular relaxation.

Modified Bloembergen (Patton, 2002) $\rightarrow \langle h_i h_j \rangle \sim \delta_{ij} D_{ij}$ & $i \neq j$ is non-local in cell basis. - regular damping

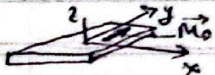
to have Gilbert form of damping nonproportional.

Sag-Bertram damping is non-diagonal, $\langle h_i h_j \rangle \sim \delta_{ij} H_{ij}$ - nonreciprocal damping, reciprocal. (stiffness matrix)

→ 12) Cf. Patton, Intermag '02, EA-01. & JAP 46, 5002 (1976). Experiments:

Recent exp by McMichael on 20 nm FeV films - LLG damping constant parameter

Duczyński & Heinonen: report package about final report "Magn. fluctuations...", on characterization of magnetic S(u) & Sag-Bertram & resonance. SW model. Also an early version of the Report.



Duczyński & Smith: discuss a new bug in eigenfunctions of rect elements, parameter, resonance damping & new $\alpha(\omega, H)$ experiments. On anisotropy $m(x, y) = \cos(k_x x) \cos(k_y y)$ & $k_x = \frac{2\pi}{w} \pi$, $k_y = \frac{2\pi}{l} \pi$

$n_{xy} = 1, 2, \dots$ i.e. $m(\frac{w}{2}, y) = 0$ & $m(x, \frac{l}{2}) = 0$, two gaps by (Bogomolny) resonance. g is geometric dimension of elements, k is resonance along bias field (O_y). $t = L \sim 1-3$ nm - area & pinning H_0 is very strong.

Create a new, two gaps or (L bias H) on frame moves anisotropy DE disp. relation & g - function.

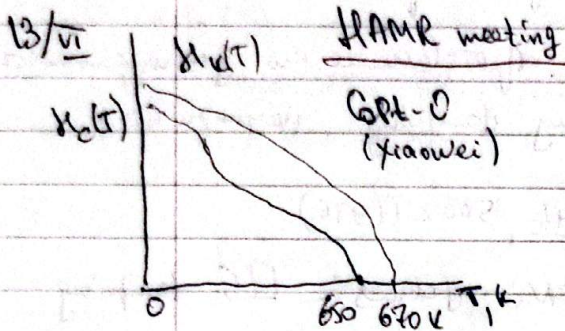
HAMR (media-Subtask) meeting: Roy: MC $H_c(t) \rightarrow H_c(T)$ calc. about AF/F $k_{12}(t)$ & new FeH/FeT $H_w(T)$ & gradient element. Also. Example given CoPt-O granular media $kT_B = \frac{KuV[1 \pm H/H_k]^2}{\ln(fot)}$, $t \sim 100$ sec. $V = 5.5$ nm, $Ku = 7 \cdot 10^6$ erg/cc. ($G_{1-x}P_x, x=2\%$) $\ln(fot)$. V for $T_c = 1100$ K $\rightarrow T_B \approx 700$ K. Hago E_B starts when $H=0$.

→ Damping mode behavior, two cases infinite film FeT/FeH two cases. - zero and constant zero, two cases & non-zero. $\alpha(T)$ on mode micromechanism (Weller).

→ Damping Sonali o head-to-head DW propagation in rect. $6 \times 6 \times 20$ nm grain. Column unimorphous when $T_{opm} \approx T_c$ grain propagates when $T_{opm} \approx 300$ K for $H \approx 100$ Oe (2)

12/VI Zameren u noma MAP Gals u Measures burmenne za FY'03.

hagrobun u noma zameren u Reply of Albuquerque na sam PRL - Comment. Repetition ICM SW-chain paper, uobun Referee u noma be Arcane que beabunne b ICM-database



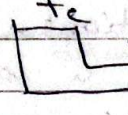
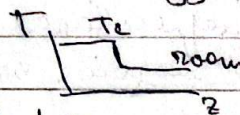
HAMR
 Andreas - burmenne Cooling rates na M_z - frozen magnetization, onpegenne T_g
 Tpranymp. GPR 0% $M_z(T)$ burmenne or MPRM [Andreas]
 Oner: Onshun T_g - burmenne $T_c(D)$ - tept
 - finite size effects to Andreas LD model

$$\Delta T(D) = 5\% T_c(\text{bulk}) \text{ que } D = 3 \text{ nm}$$

konstant μ_{FI} - gba ferromagnets c pagn. T_c u k_1, k_2

$$K_1(\text{Co}) = 4 \cdot 10^7 \text{ erg/cc}$$

Sonali (oner):



na beppen topure

Res. paper by Lyberatos "Optimal reversal path"

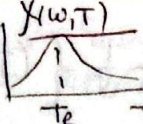
Ecun $\vec{M}/M_s = \vec{m}(\theta, \varphi)$, to p. dafpanna u guccun. pyrmene R

$$L = \frac{M_s}{\gamma} (1 - \cos \theta) \frac{\partial \varphi}{\partial t} - W(\theta, \varphi), \quad R = \frac{\gamma}{2} \frac{M_s}{\gamma} \left[\left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} \right)^2 \sin^2 \theta + \left(\frac{\partial \theta}{\partial t} \right)^2 \right]$$

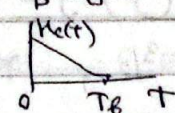
Typ. - Mervob: 11. eq. $\begin{cases} \frac{\partial \theta}{\partial t} = - \frac{\gamma}{M \sin \theta} \frac{\partial W}{\partial \varphi} - \frac{d\gamma}{M} \frac{\partial W}{\partial \theta} \\ \frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{\gamma}{M \sin \theta} \frac{\partial W}{\partial \theta} - \frac{d\gamma}{M \sin \theta} \frac{\partial W}{\partial \varphi} \end{cases}$, zge $W(\theta, \varphi)$ - moshov Inapm.

FMR - Due pmp $\omega_0 = \omega' + i\omega''$, $\omega' = \frac{\gamma}{M \sin \theta_0} [W_{\theta\theta} W_{\varphi\varphi} - W_{\theta\varphi}^2]^{1/2}$, $\omega'' = \frac{\gamma}{2M} [W_{\theta\theta} + \frac{1}{\sin^2 \theta_0} W_{\varphi\varphi}]$
 C rom. go $d \ll 1$

where θ_0, φ_0 - yue $\vec{M}_0$ - equilibrium, be upozb. burmenne upu θ_0, φ_0 .

Оценки темп. скачка (проблема).  ① T_B при $X(w, T) \sim \max, \text{ т.е. } w\tau \approx 1$

$w \rightarrow f$ - частотное время измерения $f = \frac{1}{\tau}$, т.е. $f\tau \approx 1$ суб. $t = \tau$.
 $\tau = \frac{1}{f_0} e^{\Delta E / k_B T}$, $\ln(f\tau) = \Delta E / k_B T_B$ или $T_B = \frac{\Delta E}{k_B \ln(f\tau)}$

② $H_c(\tau) = H_c(0) [1 - (\frac{k_B T}{K_u V} \ln(f\tau))^{\gamma_n}]$ - Sharrrock,  $H_c(T_B) = 0$
 т.е. иначе $T_B = \frac{K_u V}{k_B \ln(f\tau)}$, т. время измер. ($t = 10^2$ с для VSM)

из Sharrrock берём $\Delta E = \Delta E(H=0) = K_u V$. Но $K_u = K_u(T)$.

Галлен: $-K_u(T) = a M_s^2(T) = a b (T_c - T)$, $M_s^2(T) = b (T_c - T)$.

(если $T > T_{\text{room}}$) $T_B = \frac{V}{k_B \ln(f)} a b (T_c - T_B)$; $\frac{V a b}{k_B \ln(f)} T_c = (1 + \frac{V a b}{k_B \ln(f)}) T_B \rightarrow T_B = \frac{T_c}{1 + \frac{k_B \ln(f\tau)}{V a b}}$

$T_B \leq T_c$. Коэф. "b" вытекает из MFA, коэф. "a" из размагничивания Галлен-Галлен.

таким образом если $G_{\text{max}} \neq F(t)$.

Случ. 3/II $m(\tau) = \frac{M_s(\tau)}{M_s(0)}$, $m^2(\tau) = \frac{10}{3} \frac{(S+1)^2}{S^2 + (S+1)^2} (\frac{T_c}{T} - 1) = \frac{10}{3} \frac{(S+1)^2}{S^2 + (S+1)^2} \frac{(T_c - T)}{T_c}$,

т.е. $b = \frac{10}{3} \frac{(S+1)^2}{S^2 + (S+1)^2} \frac{M_s^2(0)}{T_c}$, $T_c = \frac{2}{3} \frac{J(0) S(S+1)}{k_B}$.

при $J \gg 1$ $\langle O_2^0 \rangle = c_l J^{\frac{1}{2}} \hat{I}_{l+1/2}(z)$, $z = \coth x - \frac{1}{x} = \frac{M_s(T)}{M_s(0)}$, $J^{(l)} = J(J - \frac{1}{2})(J - 1) \dots (J - \frac{l-1}{2})$
 $\hat{I}_{l+1/2}(z) = \frac{3^l}{(2l+1)!!} z^l$, $z \ll 1$.

$O_2^0(J) = 3J^2 - J(J+1)$, $J^{(2)} = J(J - \frac{1}{2})$, $\langle O_2^0 \rangle_T = \langle O_2^0 \rangle_{T=0} \hat{I}_{l+1/2}(z)$
 $\hat{I}_{l+1/2}(z \rightarrow 1) = 1$. $\langle O_2^0 \rangle = c_l J^{(l)} = 3J^2 - J(J+1) = 2J^2 - J = 2J(J - \frac{1}{2})$ ($l=2$)

т.е. $\langle O_2^0 \rangle_T = \langle 3J^2 - J(J+1) \rangle_T = 2J(J - \frac{1}{2}) \hat{I}_{5/2}(z)$

$K_1(T) = K_1(0) \hat{I}_{5/2}(z) = K_1(0) \frac{3^2}{5!!} z^2 = K_1(0) \frac{3}{5} [\frac{M_s(T)}{M_s(0)}]^2$ при $S \gg 1$.

$a = \frac{3}{5} K_1(0) \frac{1}{M_s^2(0)}$ ($S \rightarrow \infty$). $b(S \rightarrow \infty) = \frac{5}{8} \frac{M_s^2(0)}{T_c}$, $ab = \frac{K_1(0)}{T_c}$ ($S \rightarrow \infty$).

Осраге ($S \rightarrow \infty$) $T_B = \frac{T_c}{1 + \frac{k_B T_c}{K_1(0) V} \ln(f\tau)}$, V здесь = V_m - mean particle size.

Дневной максимум S (или J):

$\frac{K_1(T)}{K_1(0)} = \frac{J}{(J - \frac{1}{2})} B_J^{(2)}(x)$, $B_J^{(2)}(x) = 1 + \frac{1}{J} - \frac{3}{2J} \coth(\frac{x}{2J}) B_J(x)$

при $x = \frac{\Delta E J}{k_B T} \rightarrow 0$ $B_J^{(2)}(x) = 1 + \frac{1}{J} - \frac{3}{2J} \left[\frac{2J}{x} + \frac{1}{3} \frac{x}{2J} \right] \left[\frac{J+1}{3J} x - \frac{((J+1)^2 + J^2)(J+1)}{90 J^3} x^3 \right] =$
 $= 1 + \frac{1}{J} - \frac{3}{2J} \left[\frac{2}{3}(J+1) - \frac{1}{45} \frac{((J+1)^2 + J^2)(J+1)}{J^2} x^2 + \frac{1}{18} \frac{(J+1)}{J^2} x^2 \right] + O(x^4)$

$$B_J^{(2)}(x) = -\frac{3}{2J} (J+1) \frac{x^2}{J^2} \frac{1}{9} \left[-\frac{1}{3} \{ (J+1)^2 + J^2 \} + \frac{1}{2} \right] = \frac{1}{6} \frac{(J+1)}{J} \frac{x^2}{J^2} \quad (*)$$

$$② \left[2(J+1)^2 + 2J^2 - 5 \right] \frac{1}{10} = \frac{1}{6} \frac{J+1}{J} \frac{x^2}{J^2} \frac{1}{10} [4J^2 + 4J - 3], \quad x = J \cdot \frac{X}{J+1/2} \quad \text{Callen}$$

$$W_{\text{res}} \rightarrow 0 \quad B_J^{(2)}(x) = \frac{1}{60} \left(\frac{J+1}{J} \right) \frac{x^2}{J^2} [4J(J+1) - 3] \quad \alpha_1(\tau) = \frac{K_1(\tau)}{K_1(0)} = \frac{J}{(J-1/2)} B_J^{(2)}(x)$$

$$\text{Wpobora: } J=3/2, \quad \alpha_1(\tau) = \frac{3}{2} \frac{1}{60} \frac{5}{3} X^2 [4 \cdot \frac{3}{2} \cdot \frac{5}{2} - 3] = \frac{3}{2} \frac{1}{60} \frac{5}{3} 12 X^2 = \frac{1}{2} X^2 \quad \text{Depmo, Callen c } 3/2$$

$$\frac{K_1(\tau)}{K_1(0)} = \frac{J}{(J-1/2)} \frac{1}{60} \left(\frac{J+1}{J} \right) X^2 [4J(J+1) - 3], \quad X = \frac{x}{J} = \frac{3}{(J+1)} \frac{m}{\tau}, \quad \tau = T/T_c, \quad m = M_s(\tau)/M_s(0)$$

$$\frac{K_1(\tau)}{K_1(0)} = \frac{1}{60} \frac{J}{(J-1/2)} \left(\frac{J+1}{J} \right) [4J(J+1) - 3] \frac{9}{(J+1)^2} \frac{m^2(\tau)}{\tau^2} = \frac{3}{20} \frac{J}{(J-1/2)} \frac{[4J(J+1) - 3]}{J(J+1)} \frac{m^2}{\tau^2}$$

$$\text{Dobroga upu } J \rightarrow \infty \quad \frac{K_1(\tau)}{K_1(0)} = \frac{3}{5} \frac{m^2(\tau)}{\tau^2} = \frac{3}{5} \left(\frac{T_c}{T} \right)^2 \frac{M_s^2(\tau)}{M_s^2(0)} \approx \frac{3}{5} \frac{M_s^2(\tau)}{M_s^2(0)} \quad \text{Depmo, Callen c max. upogeuem}$$

$$K_1(\tau) = K_1(0) \cdot \frac{3}{5} \frac{m^2(\tau)}{\tau^2} \quad \text{upu } \tau \rightarrow T_c$$

$$K_1(\tau) = K_1(0) \frac{3}{20} \frac{J}{(J-1/2)} \frac{[4J(J+1) - 3]}{J(J+1)} \left(\frac{T_c}{T} \right)^2 \frac{M_s^2(\tau)}{M_s^2(0)} \quad \text{um } a = \frac{K_1(0)}{M_s^2(0)} \frac{3}{20} \frac{J}{(J-1/2)} \frac{[4J(J+1) - 3]}{J(J+1)}$$

$$ab = \frac{K_1(0)}{M_s^2(0)} \frac{3}{20} \frac{5}{(5-1/2)} \frac{[4 \cdot 5(5+1) - 3]}{5(5+1)} \frac{10}{3} \frac{(s+1)^2}{s^2 + (s+1)^2} \frac{M_s^2(0)}{T_c} \quad \text{Callen Callen upu } \tau \rightarrow T_c$$

$$ab = \frac{K_1(0)}{T_c} \frac{1}{2} \frac{(s+1)}{(s-1/2)} \frac{[4s(s+1) - 3]}{2s(s+1) + 1}, \quad ab(s \rightarrow \infty) = \frac{K_1(0)}{T_c}, \quad ab = \frac{K_1(0)}{T_c} \frac{1}{F(s)}$$

$$T_B = \frac{T_c}{1 + \frac{k_B T_c}{K_1(0)V} F(s) \ln(fot)}$$

+tem.
8.000.000.000

($T_B > 300$) que varamos cunha 5 novel rascunho

$$F(s) = \frac{(2s-1)}{(s+1)} \cdot \frac{2s(s+1)+1}{4s(s+1)-3}$$

Variaz. MFA que $M_s(\tau)$, $M_s^2(\tau) = b(T_c - T)$
u τ . Callen-Callen que $K_1(m)$ upu $m \rightarrow 0$
 $T \rightarrow T_c$
 $V = V_m$ - cjequiu (median) particle volume

gaer xopemgo varamos eam $T_B \approx AT_c$,
varamos up. varamos pagu. $K_1(\tau) = ab(T_c - T)$
no Eq. T_B upumemmo upu $T_B \geq 0.5 T_c$.

$$\text{upu meyr: } 1) \text{ FePt, } D=4 \text{ nm, } T_c=700 \text{ K, } K_1(0)=7 \cdot 10^7 \frac{\text{erg}}{\text{cc}}, t=100 \text{ s} \rightarrow T_B=440 \text{ K}$$

$$2) \text{ CoPt, } D=6 \text{ nm, } T_c=1000 \text{ K, } K_1(0)=2 \cdot 10^7 \frac{\text{erg}}{\text{cc}}, t=100 \text{ s} \rightarrow T_B=564 \text{ K}$$

14/VI

Wogros. u Wocra to Roy 2 slides - Mag. wife - Resume que Perp. Review

Wogrosobur u Wocra e-Letter to Xiaowei, Lu, Oleg, Andreas, Roy, Dieter

no obeti popuque que $T_B(T_c) < \text{upumemmo}$.

16/VI Oporumma Visa-application to Spain/Italy. Wepumma no nobogy "Tech".
Lyberatos no mar. universal elongated particles u Secagobur i rum. Secag. Orono o T_B AT.

→ Roy charger/wamcar, no my Res. proposal was accepted u wogumma wogumma go Dec. 2003.
(ka 8.000.000.000)

17/VI Dozpropuma u ovrpalnna Spain-Visa application to NY by Express Mail. Oduzpropuma RA/RAH paper c Roy u Quer.
 Fri/AM-Updated choro HAMR-proposal u ovrp. to Roy. Oduzpropuma c Banen
 orber na Reply na nam PRL Comment u ovrpalnna Klaus' application.
 Wozpropuma (Roy, Ferani) orber uvrpogastnna Miranov. Sec - ICM.

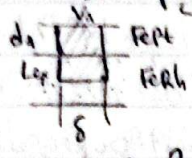
17/VI Pameracna ovr palnna report on "Optimal Reversal Path..." paper u ovrpalnna to Andreas.

→ Oduzpropuma $H_c(T)$ que RPT/REH na orber Sharrock-law u calculated $H_{sw}(T)$ - intrinsic.

$$H_c(T) = \eta H_{sw}(T) \left[1 - \left(\frac{k_B T}{K_u V_a} \ln(fot) \right)^{1/2} \right]$$

- Okamoto, PRB'03

η - vosp. ~ 1 . Zabuor or guovopuma OAH ($\eta = 0.82$ que $\Delta\theta = 6^\circ$ u $\eta = 1/2$ que 3D-Zarlon,
 $K_u V_a = E_b$ - mepi. saupop que reversal upu $H=0$, V_a - reversal average volume, K_u is effective anisotropy constant. Zabuor cu K_u or J_{12} ? Buznno, ga.

Zenny palen V_a ?  $\delta = \pi \sqrt{\frac{A}{K_1}}$ que RPT, $\delta \approx 3 \cdot \sqrt{\frac{10^{-6} \text{ erg/cm}}{3 \cdot 10^7 \text{ erg/cc}}} = 3 \cdot 10^{-7} \text{ cm} \approx 6 \text{ nm}$
 u $\delta \approx$ pagnp (inplane) of grains. $d_1 = d_{\text{RPT}} = 10-30 \text{ nm}$, $L_{\text{ex(RPT)}} \approx L_{\text{ex}}$

$$\text{Vycro } V_a = (d_1 + L_{\text{ex}}) \delta^2 = (20 \text{ nm} + 12 \text{ nm}) (6 \text{ nm})^2 = 1.15 \cdot 10^3 \text{ nm}^3$$

$$K_u(\text{RPT}) \text{ upu } T=300 \text{ K} = (2-3) \cdot 10^7 \text{ erg/cc.}$$

$$J_{12} M_1^2(\text{RPT}) = 7.6 \cdot 10^6 \text{ erg/cc} \quad K_u = (2-0.8) \cdot 10^7 \text{ erg/cc} = 1.2 \cdot 10^7 \text{ erg/cc at } T=300 \text{ K}$$

$$\text{Turnover } \frac{E_b}{k_B} = \frac{K_u V_a}{k_B} = \frac{1.2 \cdot 10^7 \text{ erg/cc} \cdot 1.15 \cdot 10^3 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^3}{1.38 \cdot 10^{-16} \text{ erg/K}} \approx 10^5 \text{ K}$$

$$x = \frac{k_B T}{K_u V_a} \ln(fot) \approx \frac{T}{T_a} \ln(fot) = \frac{T}{10^5 \text{ (K)}} \cdot 25 \ll 1 \text{ que } T=300-400 \text{ K u turnover } f_0 \approx 10^9 \text{ /s, } t=100 \text{ c.}$$

(T.e. thermal effects que rano orberu orbera reversal $V_a \times 10^3 \text{ nm}^3$ upe - neopoxnno namu.

Ho orberu E_b rano RPT layer (na koropni REH bumer-repaz J_{12}).

$$\text{Torca turner. } V_a = 20 \text{ nm} \cdot (6 \text{ nm})^2 = 0.72 \cdot 10^3 \text{ nm}^3$$

$$H_{sw} = -H_{a1} + \frac{J_{12} M_2(T)}{d_1} = -H_{a1}^{\text{ef}}, \quad K_u^{\text{ef}} = \frac{1}{2} M_1 H_{a1}^{\text{ef}} = \frac{1}{2} M_1 \left[H_{a1} - \frac{J_{12} M_2}{d_1} \right] = K_u - \frac{1}{2} \frac{J_{12} M_1 M_2}{d_1} = K_u + \delta K_u$$

$$\delta K_u = -\frac{1}{2} \frac{J_{12} M_1 M_2}{d_1}, \quad J_{12}^{\text{f.c.}} \sim 10^3 \text{ nm} \cdot H_{a1}^{\text{f.c.}} = \frac{J_{12}}{d_1} M_2 \approx 2.8 \cdot 10^4 \text{ Oe que min. napamapob.}$$

$$\delta K_u = -\frac{1}{2} \frac{J_{12} M_1 M_2}{d_1} = -\frac{1}{2} \frac{1}{d_1} M_1 M_2 \left(\frac{2}{M_1 M_2 a^2} \right) = -\frac{1}{a^2 d_1} J, \quad \text{exch. integral } J, J = \text{Jaton que full coupling limit.}$$

$$a = 0.4 \text{ nm}, d_1 \approx 20 \text{ nm}, \quad \delta K_u = -\frac{1}{(0.4 \text{ Jaton})} \frac{1}{16 \cdot 10^{-16} \text{ cm} \cdot 2 \cdot 10^3 \cdot 10^8 \text{ cm}} J = -\frac{1}{32 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^3} J = -\frac{10^{21} \text{ erg}}{3.2 \cdot 10^{21} \text{ cm}^3} \approx -0.3 \cdot 10^7 \text{ erg/cc}$$

$$K_u(T) = -3 \cdot 10^7 \cdot \left(\frac{J}{J_{\text{at}}} \right) \text{ erg/cc u mome orber na nam na orberu, } K_u = 1.2 \cdot 10^7 \text{ erg/cc (T=300K)} \\ E_b^{\text{eff}} = K_u^{\text{ef}} V_a = \left[K_u - \frac{1}{2} \frac{J_{12} M_1 M_2}{d_1} \right] d_1 \delta^2 = E_b - \frac{1}{2} J_{12} M_1 M_2 \delta^2 = E_b - J \frac{\delta^2}{a^2} = E_b + \delta E_b$$

$$\delta E_b = -J \left(\frac{\delta}{a} \right)^2 = - \left(\frac{J}{J_{at}} \right) J_{at} \frac{\delta^2}{a^2}, \quad \delta E_b (f.c.) = -10^{-13} \text{ erg} \left(\frac{6 \text{ nm}}{0.4 \text{ nm}} \right)^2 = -2.3 \cdot 10^{-11} \text{ erg}$$

$$\delta E_b = \left(\frac{J}{J_{at}} \right) \delta E_b (f.c.) \rightarrow E_b^{ef} = 1.2 \cdot 10^{-14} \text{ erg} + 0.8 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^3 + \delta E_b$$

$$E_b^{ef} = 0.9 \cdot 10^{-11} \text{ erg} - 2.3 \cdot 10^{-11} \left(\frac{J}{J_{at}} \right) \text{ erg} \quad \text{Вспомог. 2-го газе (J/J_{at})} \sim 0.1 - 0.2$$

считно б.мелк на 3-х. энергетический диапазон для switching RPL layer $\rightarrow E_b^{ef}(J)$

25/2 - Определенные $J_{12}^{f.c.}$ и $M_{ex}^{f.c.}$ характерны для $T = \text{const}$ ($T = 300 \text{ K}$, например).

$M_{ex}^{f.c.} = M_{ex}^{at} \left(\frac{a}{d_2} \right)$ - правильно. J_{12} и $J_{12}^{f.c.}$ не зависят от T .

$$J_{12}^{f.c.} = \frac{2}{a} \frac{D_1 D_2}{D_1 M_1 + D_2 M_2} = \frac{4}{a} \frac{1}{M_1 M_2} \frac{A_1 A_2}{(A_1 + A_2)} \left\{ \begin{array}{l} \text{Micromag. } A_j = \frac{1}{2} d_j M_{sj}^2 \\ \text{Atomistic } A = \frac{J_{at}}{a} n S^2 \end{array} \right\} \quad \text{— как обстоят дела с определением?}$$

Вспомог. того $S \rightarrow \langle S \rangle_T$ - средний спин (узна/узна)

$$J_{12} = \left(\frac{J_{12}}{J_{12}^{f.c.}} \right) J_{12}^{f.c.} = \left(\frac{J}{J_{at}} \right) J_{12}^{f.c.}, \quad J_{12}^{f.c.} = \frac{4}{a} \frac{1}{M_1 M_2} \frac{1}{\frac{1}{2} d_1 M_1^2 + \frac{1}{2} d_2 M_2^2} = \frac{2}{a} \frac{d_1 d_2 M_1 M_2}{d_1 M_1^2 + d_2 M_2^2}$$

$$\text{или } J_{12}^{f.c.} = \frac{4}{a} \frac{1}{M_1 M_2} \frac{J_{at1} J_{at2}}{a^2} \frac{\langle S_1 \rangle^2 \langle S_2 \rangle^2}{\frac{J_{at1} \langle S_1 \rangle^2}{a} + \frac{J_{at2} \langle S_2 \rangle^2}{a}} = \left| \frac{\langle S_1 \rangle \langle S_2 \rangle}{J_{at1} = J_{at2}} \right| =$$

$$= 4 \left(\frac{J_{at}}{a^2} \right) \frac{1}{M_1 M_2} \frac{\langle S_1 \rangle^2 \langle S_2 \rangle^2}{\langle S_1 \rangle^2 + \langle S_2 \rangle^2} \quad \text{— момент определения } J_{12}^{f.c.} \text{ из ПТТ '93}$$

$$\rightarrow E_{ex} = -J_{12} \vec{M}_1 \vec{M}_2 = -J \vec{S}_1 \vec{S}_2$$

$$J_{12} M_1 M_2 = \frac{J}{a^2} \langle S_1 \rangle \langle S_2 \rangle \quad \text{и} \quad J_{12}^{f.c.} = \frac{J}{a^2} \frac{\langle S_1 \rangle \langle S_2 \rangle}{M_1 M_2} \frac{1}{a^2}; \quad M_j = \frac{N_j}{V_j} g_j \mu_B \langle S_j \rangle$$

$$J_{12}^{f.c.} = \frac{J_{at}}{a^2} \frac{1}{n_1 n_2 g_1 g_2 \mu_B^2}, \quad n_j = N_j/V_j, \quad n_j = \frac{N_j}{V_j}, \quad M_j = \frac{N_j}{V_j} g_j \mu_B \frac{\langle S_j \rangle}{S_j}$$

$$\frac{N_j M_j}{V_j} = (\text{max. moment}) / V_{oj}, \quad V_{oj} - \text{объем 3-х. атомов}, \quad M_j = \frac{N_j}{V_{oj}} \frac{\langle S_j \rangle}{S_j}$$

$$J_{12}^{f.c.} = \frac{J_{at}}{a^2} \frac{\langle S_1 \rangle \langle S_2 \rangle}{\frac{M_1^c \langle S_1 \rangle}{V_{o1} S_1} \frac{M_2^c \langle S_2 \rangle}{V_{o2} S_2}} = \frac{J_{at}}{a^2} S_1 S_2 \frac{V_{o1} \cdot V_{o2}}{M_1^c M_2^c} \quad \text{или} \quad J_{12}^{f.c.} = \frac{J_{at}}{a^2} \frac{S_1 S_2}{M_1(0) M_2(0)}$$

$$M_j(0) = M_{sj} (T=0).$$

$$\text{Оценка } J_{12}^{f.c.} = \frac{10^{-13} \text{ erg}}{10^3 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2} \frac{1}{10^3 \text{ G} \cdot 10^3 \text{ G}} = 10^{-4} \text{ cm} \approx 10^3 \text{ nm} \quad \text{— совпадает с 25-26 / V.}$$

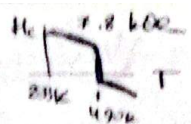
Но расчет K_u^{ef} и E_b^{ef} (δK_u и δE_b) надо упростить, окажется

$$\text{и } J_{12} = \frac{2}{a^2} \frac{1}{M_1 M_2} J. \quad \text{т.е. } J_{12} = \frac{J}{a^2} \frac{S_1 S_2}{M_1(0) M_2(0)} \quad \text{изменение } K_u \text{ и } \delta E_b \text{ RPL}$$

$$\rightarrow \delta K_u = -\frac{1}{2} \frac{J_{12}}{d_1} M_1(T) M_2(T) = -\frac{1}{2} \frac{1}{d_1} \frac{J}{a^2} S_1 S_2 \frac{M_1(T) M_2(T)}{M_1(0) M_2(0)} \quad \text{— если забудем от T.}$$

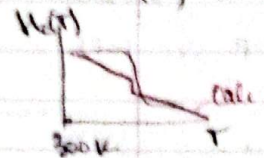
$$\rightarrow \delta E_b = -\frac{1}{2} \frac{J_{12}}{d_1} M_1(T) M_2(T) d_1 \delta^2 = -\frac{1}{2} \frac{J}{a^2} S_1 S_2 m_1(T) m_2(T) \delta^2, \quad m_j(T) = \frac{M_j(T)}{M_j(0)}$$

Т.е. $m_j(T) \sim 1$ при $T = 300 \text{ K}$, то значит, оценка δK_u и δE_b все же неверна.

Есть в Шаррок-лов логарифмическая $K_u^{ef}(T)$, то dH_c  и эквив. знаменат. при $T \rightarrow T_c$.

Есть логарифмическая $K_u(T)$, то $dH_c(T_c) > 0$, но член dH_c отрицателен.

$K_u^{ef}(T)$ не имеет скачка, но неограниченность J_{12} . Поэтому $H_c^{calc}(T)$ не имеет скачка, а $H_c^{exp}(T)$ - jump H_c^{calc} неограничен при T_c .



По формуле Брауна '63 $f_0(T) = \sqrt{\frac{M_s(T)V}{2\pi kT}} \cdot \delta_0 H_k^{3/2}(T)$, где δ_0 - damping "d".

У меня $H_k \rightarrow H_{sw} = H_{a1} - \frac{J_{12}}{d_1} M_2 = H_{a1}^{ef}$, $H_{a1} = H_k - 4\pi M_1$
 $K_u = \frac{1}{2} M_1 H_{a1}$, $K_u^{ef} = \frac{1}{2} M_1 H_{a1}^{ef}$, $K_1 = \frac{1}{2} M_1 H_k$, ("1" const. B.M. cuvo)

$f_0(T) = \delta_0 \sqrt{\frac{V}{\pi kT}} \sqrt{\frac{1}{2} M_s H_{sw}} \cdot H_{sw} = \delta_0 \sqrt{\frac{K_u^{ef} V}{\pi kT}} H_{sw}(T)$ - логарифмический процесс T .

Но Браун $\rightarrow H_c(T) = \gamma H_{sw}(T) \left[1 - \left(\frac{kT}{K_u V} \ln(f_0(T)t) \right)^{1/2} \right]$ - γ - коэффициент.

Для одной задачи $K_u^{ef} = K_u = K_1$ и $f_0(T) = \delta_0 \sqrt{\frac{M_s^2(T)V}{\pi kT}} \cdot 2\alpha M_s(T) = 2\delta_0 \alpha \sqrt{\frac{V}{\pi kT}} \cdot M_s^2(T)$
 ("T $\rightarrow T_c$) $K_1 = \alpha M_s^2(T)$

Т.е. $f_0(T) \sim M_s^2(T) \rightarrow 0$ при $T \rightarrow T_c$ и $L(T) = \frac{1}{f_0(T)} \rightarrow \infty$, $T \rightarrow T_c$

- "критическое замедление". Вопрос в этом? Увеличение γ при $T \rightarrow T_c$?
 Будем считать, что при $T \rightarrow T_c$ $\Delta E_B \rightarrow 0$ и $\gamma \sim \frac{\Delta E_B}{kT} \gg 1$, уменьшается. С гр. точности
 при $T \rightarrow T_c$ возмущения фазового перехода не имеют значения
 Но $\frac{1}{K_1} \ln(f_0 t) \sim \frac{1}{M_s^2} \ln(M_s^2 t \cdot \rho) \rightarrow \infty$, $T \rightarrow T_c$.

Еще вариант: equation by El-Hilo et al '93, где $t \rightarrow \frac{dH}{dt}$ (the field sweep rate).

El-Hilo $H_c(T, R) = H_k(T) \cdot \left[1 - \sqrt{\frac{1}{2\alpha_m} \ln\left(\frac{f_0 H_k}{2\alpha_m R}\right)} \right]$, $R = \frac{dH}{dt} = \text{const.}$

$\alpha_m = \frac{K_1 V_m}{kT}$, V_m is median volume ($\gamma = V/V_m$ - log-normal typically).

$\rightarrow \frac{1}{2} \frac{f_0 H_k}{\alpha_m} = \frac{1}{2} \delta \sqrt{\frac{M_s V_m}{2\pi kT}} H_k^{3/2} \frac{kT}{K_1 V_m} = \frac{\delta}{2} \sqrt{\frac{M_s V_m}{2\pi kT}} H_k^{5/2} \frac{kT}{\frac{1}{2} M_s H_k V_m} = \delta \sqrt{\frac{kT}{2\pi V_m M_s}} H_k^{3/2}$

Turner $\left(\frac{f_0 H_k}{2\alpha_m R} \right) = \delta \sqrt{\frac{kT}{2\pi V_m M_s}} H_k^{3/2} \frac{1}{R} = \left(\frac{\delta}{2\pi} \right) H_k \sqrt{\frac{2\pi kT H_k}{V_m M_s}} \frac{1}{R} \approx 36 H_k \cdot 10 \text{ kOe} \sqrt{\frac{6 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^3 \cdot 10^3 \text{ Oe}}{10^{-19} \text{ cm}^3 \cdot 10^3 \text{ Oe}}}$

$\times \frac{1}{10^9 \text{ Oe}} = 30 \text{ GHz} \cdot \sqrt{\frac{25 \cdot 10^{-10}}{10^{-16}}} \cdot \frac{1}{10^9 \text{ Oe}} = 30 \cdot 10^9 \text{ Hz} \cdot 5 \cdot 10^3 \text{ Oe} \cdot 10^{-9} \frac{\text{Oe}}{\text{Oe}} = 150 \cdot 10^{11} = 1.5 \cdot 10^{13}$

$\alpha_m = \frac{K_1 V_m}{kT} = \frac{1}{2} \frac{10^4 \cdot 10^3 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^3}{1.4 \cdot 10^{-16} \cdot 3 \cdot 10^2 \text{ erg}} = \frac{1}{8.4} \frac{10^{-12}}{10^{-14}} = \frac{10^2}{8} \approx 10$

$\sqrt{\frac{1}{2\alpha_m} \ln(\dots)} = \sqrt{\frac{1}{10} \ln(1.5 \cdot 10^{13})} = \sqrt{\frac{1}{10} \cdot 13 \cdot 2.3} = \sqrt{3} > 1$, т.е. условие

$\sqrt{\frac{1}{2\alpha_m} \ln(\dots)}$ при нулевых параметрах не равно нулю, с "1" и может быть заблуждением $H_c(T)$.

Escaneado con CamScanner

Tuner. $f_0(\tau) = \gamma H_n \sqrt{\frac{K_1 V_m}{\pi k T}} \approx \frac{3 \text{ GHz}}{600} \cdot 10 \cdot 10^6 \cdot 2\pi \sqrt{\frac{10^8 \text{ erg} \cdot 10^{10} \text{ cm}^3}{3 \cdot 1.4 \cdot 10^{-16} \cdot 3 \cdot 10^8 \text{ g}}}$
 (more 2π because γ , r.e. of γ and γ are!) $\approx 80 \text{ GHz} \cdot \frac{\sqrt{10^{12}}}{10^{-14}} \approx 500 \text{ GHz}$ (!)

Weggen. uncorrelated to 3. Ned-52cm

LMT

$$T_N = \frac{V}{kT} \frac{m_e}{2f} \left(\frac{1+d^2}{d} \right), \quad \alpha - \text{коэф. Гундера}, \quad \lambda_1 - \text{наименьший из ур. Ф-Планка}$$

$$\rightarrow \lambda_1 = \frac{-2}{\sqrt{\pi}} \delta^{3/2} (1-h^2) \left[(1+h) e^{-\delta(1+h)^2} + (1-h) e^{-\delta(1-h)^2} \right] - q_{\text{net axial Sym.}}$$

(q, n, m → master eq.)

Case II
 $\frac{4E}{\Delta T} \gg 1$

Внесем $e^{-\delta(1+h)^2}$ - несомненно $\vec{h}$ по сравнению с $e^{-\delta(1-h)^2}$

$$\frac{1}{\tau} = \frac{\lambda_1}{2\tau_A} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{kT}{hV} \frac{g_A}{1+x^2} \left(\frac{kV}{kT}\right)^{3/2} (1-h)^2 (1-h) e^{-2(1-h)^2} = f_0 e^{-\frac{kV(1-h)^2}{kT}}$$

Един замесот $\frac{1}{T} = f_0 e^{-\beta(1-h)^2}$ и користе $f_0 \neq F(h)$ пом. сн. h .

мыслим 3. Sharrock'a, δ_0 fo solution of h. Page 200 gives $f_0 = F(h=0)$

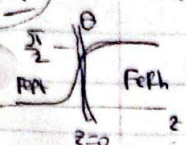
$$\ln \left[H k \alpha \left(\frac{KV}{\pi k_f} \right)^{1/2} r \right] = \frac{KV}{k_f} - \text{pennu non zero. Since } K = K(r) \text{ (No } \ln(\cdot) \text{ - arith. class. ungr.) } H_k = f(r)$$
$$f_0(T, h=0) = \alpha \gamma H_K \left(\frac{KV}{\pi kT} \right)^{1/2}, \quad \alpha \approx 1, \quad H_K \rightarrow H_{SW}, \quad K \rightarrow K_{eff}$$

The graph shows the current $I(t)$ in Amperes (A) as a function of time t in seconds (s). The current starts at 5A, decreases linearly to 3A at $t=1$ s, remains constant at 3A until $t=2$ s, and then decreases linearly to 0A at $t=3$ s.

где $V = 0,25 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^3$ ($\delta \approx 6,3 \text{ nm}$) — размер возмущ. Век $\eta_m (T_d) = 1$

RPT/Perh

25/vi



Однако информация о движении пакетов DW в RPT/Perh при $H=0$

отсутствует, так DW в Perh также равномерно вращается
направление, как в RPT. и тогда не возникает резонансного явления
(известно, что DW в RPT)

DW при бесконечном reversal H, так есть и при $H=0$.

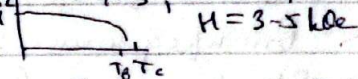
→ Т.е. будем считать $\theta_1 = \text{const}$ где H_{sw} неограничен и когда $\theta_1(z)$ и в RPT-случае, тогда поперечная скорость $\theta_1(z)$ (или H_{sw}) замещается
на поперечную скорость поперечного движения DW при $z=0$ (на интерпретации RPT/Perh)

Вместо ур. равновесия $\frac{\partial F}{\partial \theta_1} = 0$ будем иметь два граничных условия на $\theta_1(z)$
при $z=0$ и $z=-d$ (т.к. $\theta_1(z)$ можно было найти из ур. Эйнштейна).

HAMR

Обсужд. RPT/Perh пакет (DW в расходе) с Олегом. Также

обсужд. $M_z(t, t)$ - cooling packet Lyberatos $\frac{M_z}{M_s}$, $R=500 \text{ K/ms}$ -



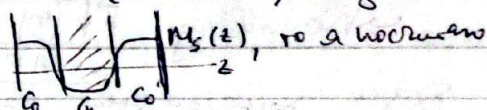
- у него при cooling в нас поле $T \approx T_c$,

M_z of grain array не достигает M_s -equil., но сформированная FC-режим
без времени установившегося thermal equilibrium (T_{11}) $\sim 10^{-13}$ намного меньше
cooling time $\sim 10^{-9} - 10^{-10} \text{ s}$. Т.е. $M_z(t)$ после cooling гораздо $\approx M_s$ -equilibrium

Coarse-graining-SW

Обсуждение SW в Co/Cu/Co-триплер с $t \sim 1-2 \text{ nm}$, создан

Very, так как он не дает $A(z)$ и $M_z(z)$



SW, в нем более interface-localized SW (ее
расход может быть малым, большим или м.малым).

26/vi

Делаю self-evaluation где MAP. Встреча с Олегом о выполнении

своих goals и competencies. Обзор новых papers на air.org. Встреча JAP-paper
с Lyberatos.

27/vi

→ Встреча с Бари и Seagate. Обсуждение проблем of Supermagnetism и
расчета (оценки MFD of circular rings (какая в ANL, в афере 037). Рен. как case
paper в APL. Успешно Anthony. Обсуждение двух перспектив перейти в ANL.

→ Расчеты и обзор RPT/Perh-paper на internal review (Lyberatos + Ambrose).

→ Олег: T. Ambrose предупреждает (?) использовать название материала, не факт где мы.

Замеч. Я упомянул 20/vi, 29/vi пакетом об этом Andreas'у, 30/vi -
to Dieter и Олегу и замеч. пропуску изобретения (на основе AF-F перехода в YMnSnGa)

HAMR

→ Dieter поздравил HAMR-Media-Design-Phase III с началом работы HAMR team.

20 по-прежнему хотим сменить название на HAMR as 11 и 13/vi с названием -

символическим. / Встреча с Andreas о его расчетах $M_z(t, t)$ of cooled grains
и описании $H_c(T, t)$ новых данных. Он дал свой paper '99.

22/VI - 6/VII Омск. Возврат на оз. Зир. Задача со. Lyberatos, Ch. Wohlfarth u Brown.

Ф. Браун для первого (наименьшего) СЗ ур-я Рункера - Планка, эквивалентная μ . Arrhenius - Neel ($\chi = \chi_0 e^{-AE/kT}$),

$$\lambda_1 = \frac{4}{\sqrt{\pi}} d^{3/2} e^{-d} \quad d = \frac{K_1 V}{kT}$$

является хорошим приближением (W.F. Brown, PRB'63) при $d > 1$.

Для сферической частицы это дает $D > D_c = (\frac{6}{\pi} V_c)^{1/3} = 2 \text{ nm}$, если $K_1 = 10^7 \text{ эрг/см}^3$, $T = 300 \text{ K}$. Однако $V_c = \frac{kT}{K_1}$ сильно падает при $T \rightarrow T_c$ и μ Брауна и μ Нееля-Аррениуса сравнима при более T - незначительным.

7/VII Сделан и отправлен корректура SW-PRB-Tamam paper.

Беседы с В. Сапожниковым о парном. осциллографе - non-linear, $(\vec{M} = \text{const})$

напрям. возбуждением SW при описании damping в FePt/FeRh.

HAMR Он предполагает: 1) овершит из квантового ФТ-I перехода AFM $\rightarrow$ FM transition в FeRh слое, овершина должна быть такой, чтобы дрен проис-
ходила за $t < 1 \text{ ns}$; 2) овершит овершит DW в FePt слое как $v_{\text{DW}} \approx \delta \cdot \omega_0 = 2 \text{ nm} \cdot 10^{10} \frac{1}{\text{с}} \approx 20 \frac{\text{nm}}{\text{ns}}$, т.е. depth $\approx 20 \text{ nm}$ DW ускоряется за $\sim 1 \text{ ns}$.

Но по поводу $\vec{M} \downarrow$  Сапожников считает, что AF layer

будет эквивалентным каналом возбуждения в нем SW и не будет туга энергии $\vec{M} \uparrow$ uniform layer FM-свой при m.reversal. То же касается travers и может использоваться H-switch.

FM-1 и FM-2 - grains



будет взаимодействие

аналогично Cu-Ni coupling $\sim \frac{J_{\text{int}}^2}{\omega_0(\text{AF})} e^{-r/r_0}$ и m.reversal и thermostability будет коллективным. $(m_{x1} m_{x2} + m_{y1} m_{y2})$

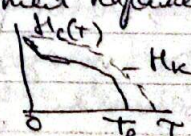
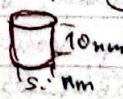
→ Для FePt/FeRh еще можно вставить SiO_2 упрочняющую, чтобы химически изолировать FePt и FeRh, уменьшить гистерезис. Interlayer coupling J_{12} при этом не должно ослабнуть ($d_{\text{SiO}_2} > 10 \text{ nm}$) и за магнитодипольного взаимодействия через $\text{SiO}_2 \sim J_{12}(\vec{m}_1 \cdot \vec{m}_2)^2$

→ Over-HAMR: на основе мало падает T_g of granular media (Callen-Callen $K_1(m)$, $m(T) - B_J(x)$ и ур. Sherrington $H_c(T)$) настраиваем $H_c(T)$ где CoPt в хорошем контакте с эласт. W_u , большая намагниченность.

$K_1(0) = 0.8 \cdot 10^7 \text{ эрг/см}^3$, $M_s(0) = 820 \text{ G}$, $T_c = 820 \text{ K}$,

(на основе где CoPt

$$V = \frac{\pi}{4} D^2 L, D = 5 \text{ nm}, L = 10 \text{ nm}$$



Еще 13/11 из Шоуэр-лау, Галлен-Галлен $K_1(m)$ и φ - функция $m(T)$ а также аббревиатура T_B (температура).

$$H_c(T) = \gamma H_k(T) \left[1 - \left(\frac{kT}{K_u V} \ln f_0 t \right)^{1/2} \right]$$

Возьмем T_c : $K_u(T) = \frac{K_u(0)}{T_c} \frac{1}{F(S)} (T_c - T)$, $M_s^2(T) = b(T_c - T)$, где

$$b = \frac{10}{3} \frac{(S+1)^2}{S^2 + (S+1)^2} \frac{M_s^2(0)}{T_c} \cdot H_k(T) = \frac{2}{M_s(T)} K_u(T) \quad \text{при } T \leq T_B.$$

$$\frac{T}{K_u(T)} = \frac{T_B + (T - T_B)}{ab(T_c - T_B + T_B - T)} = \frac{1}{ab(T_c - T_B)} \frac{T_B - (T_B - T)}{1 + \frac{T_B - T}{T_c - T_B}} = \frac{1}{ab\Delta T} [T_B - T] \left[1 - \frac{T}{\Delta T} \right] =$$

$$= \frac{1}{ab\Delta T} \left[T_B - T - T \frac{T_B}{\Delta T} \right] = \left| 1 + \frac{T_B}{\Delta T} = \frac{T_c - T_B + T_B}{T_c - T_B} = \frac{T_c}{\Delta T} \right| = \frac{1}{ab\Delta T} \left[T_B - T \frac{T_c}{\Delta T} \right]$$

$$1 - \left(\frac{kT}{K_u V} \ln c \right)^{1/2} = 1 - \left(\frac{k \ln c}{V} \right)^{1/2} \sqrt{\frac{T_B}{ab\Delta T}} \sqrt{1 - T \frac{T_c}{T_B \Delta T}} = 1 - \left(\frac{k \ln c}{V} \right)^{1/2} \sqrt{\frac{T_B}{ab\Delta T}} \left[1 - \frac{T}{2} \frac{T_c}{T_B \Delta T} \right]$$

$$= \frac{T}{2} \left(\frac{k \ln c \cdot T_B}{ab\Delta T V} \right)^{1/2} \frac{T_c}{T_B \Delta T} = \frac{T}{2} \left(\frac{k T_B \ln c}{K_u(T_B) V} \right)^{1/2} \frac{T_c}{T_B(T_c - T_B)}, \quad T = T_B - T \geq 0.$$

$$H_k(T) = \frac{2}{M_s(T)} K_u(T) = \frac{2}{\sqrt{b} \sqrt{T_c - T}} ab(T_c - T) = 2a\sqrt{b} \sqrt{T_c - T} =$$

$$= 2a\sqrt{b} \sqrt{\Delta T + T} = 2a\sqrt{b} \sqrt{\Delta T} \sqrt{1 + T/\Delta T} = 2a\sqrt{b} \sqrt{\Delta T} \left(1 + \frac{T}{2\Delta T} \right) \approx$$

$$= 2a M_s(T_B) \left[1 + \frac{T}{2\Delta T} \right].$$

$$H_c(T) = \gamma 2a M_s(T_B) \left[1 + \frac{1}{2} \frac{T}{\Delta T} \right] \frac{T}{2} \left(\frac{k T_B \ln c}{K_u(T_B) V} \right)^{1/2} \frac{T_c}{T_B \Delta T} \approx \gamma a M_s(T_B) \frac{T_c}{T_B \Delta T} T$$

$$K_u(T) = a M_s^2(T) \rightarrow H_k(T) = 2a M_s(T)$$

где $K_1 \sim M_s^2$ $H_c(T) = \gamma H_k(T_B) \frac{T_c}{2T_B(T_c - T_B)} (T_B - T)$ где $T_B = \frac{T_c}{1 + \frac{k T_B \ln f_0 t}{K_u(0) V}}$ $\text{где } T_B \rightarrow T_c$

Умножив $H_k \frac{1}{K_u^{1/2}} = H_k \left(\frac{2}{M_s H_k} \right)^{1/2} = \left(\frac{2 H_k}{M_s} \right)^{1/2} = 2\sqrt{a}$

$$H_c(T) = \gamma \left[H_k(T) - 2\sqrt{a} \left(\frac{kT \ln f_0 t}{V} \right)^{1/2} \right], \quad H_k(T) = 2a M_s(T) = 2a\sqrt{b} (T_c - T)^{1/2}$$

$$H_c(T) = \gamma 2\sqrt{a} \left[\sqrt{ab} (T_c - T)^{1/2} - \left(\frac{kT \ln c}{V} \right)^{1/2} \right], \quad K_u(T) = ab(T_c - T).$$

Будем $H_c(T)$ и $T \leq T_B$ $\rightarrow$ будем, буд $K_u(T)$ можно и не конкретизировать.

и $T \rightarrow 0$ Докажем формулу T_B через $K_u(T) = K_u(T_B) + K'_u(T_B) (T - T_B)$

$$\frac{T}{K_u(T)} = \frac{T_B - T}{K_u(T_B) + K'_u(T_B)(-T)} = \frac{1}{K_u} \frac{T_B - T}{1 - \frac{K'_u}{K_u} T} = \frac{1}{K_u(T_B)} [T_B - T] \left[1 + \frac{K'_u}{K_u} T \right] =$$

$$= \frac{1}{K_u} \left[T_B + T \left(\frac{K'_u}{K_u} T_B - 1 \right) \right]; \quad 1 - \left(\frac{kT}{K_u V} \ln c \right)^{1/2} = 1 - \left(\frac{k \ln c}{V} \right)^{1/2} \sqrt{\frac{1}{K_u} [T_B + T(\dots)]} =$$

$$= 1 - \left(\frac{b h c}{V} \right)^{1/2} \left[\sqrt{\frac{T_0}{K_u}} \sqrt{1 + \frac{T}{T_0}} \dots \right] = 1 - \left(\frac{b h c}{V} \right)^{1/2} \sqrt{\frac{T_0}{K_u}} \left[1 + \frac{T}{2 T_0} \left(\frac{K_u'}{K_u} T_0 - 1 \right) \right]$$

Only T_0 is $1 = \frac{V T_0}{K_u} h c$, $1 - \left(\frac{b T}{K_u V} h c \right)^{1/2} = - \frac{T}{2 T_0} \left(\frac{K_u'}{K_u} T_0 - 1 \right)$

since $K_u(T) = a b (T_0 - T)$, $K_u' = \frac{dK_u}{dT} = -a b$ and $\frac{K_u'}{K_u} T_0 - 1 = \frac{-a b}{a b (T_0 - T)} T_0 - 1 = - \frac{T_0}{T_0 - T} - 1 = - \frac{2 T_0 - T}{T_0 - T}$

so $1 - \left(\frac{b T h c}{K_u V} \right)^{1/2} = - (T_0 - T) \frac{1}{2 T_0} \frac{(T_0 - T)}{T_0 - T} = - (T_0 - T) \frac{T_0}{2 T_0 (T_0 - T)}$

Payson $H_c(T)$ when $T \leq T_0$ $H_c(T) = \gamma H_c(T_0) \frac{1}{2 T_0} \left[1 - \frac{K_u'(T) T_0}{K_u(T_0)} \right] (T_0 - T) + O(T^2)$ - good for payson curve

$H_c(T)$ when $T \leq T_0$

where T_0 is T_0 and γ is a constant. The $K_u(T)$ is a function of T . Callen, Callen, and $M_2^2(T)$ - free RPT.

The $T \rightarrow 0$ behavior of $K_u(T)$ and $H_c(T)$ is a function of T and T_0 .

(on symmetry, RPT) $H_c(T) = \gamma H_c(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_0} \ln f_0 \right)^{1/2} \right] = \gamma H_c(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_0} \right)^{1/2} \right]$

where $T_0 = \frac{K_u(0) V \ln f_0}{b}$, $\frac{dH_c(T)}{dT} \sim \frac{1}{\sqrt{T}}$ - cusp when $T \rightarrow 0$

$\frac{8}{\sqrt{\pi}}$ V. Safonov, "Microscopic mechanism of magnetic reversal"

Large $\downarrow$: C. Back ... PRL 81, 3251
A. Lyberatos, JAP 91 (1992)

SW m. reversal C. Mao-JAP, H. Suhl, ...

Non-linear oscillators

$$\left[\frac{d}{dt} + \gamma(N) \right] a = -i \omega(N) a + f(t)$$

large deviations from equilibrium.

LLG c $d(t) = \frac{\gamma(N)}{\omega(N)} \frac{2}{1 + \cos \theta}$, $N = S(1 - \cos \theta)$ - micro-magnet

Blach-BL form

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}} - 2\gamma(N) \hat{F} (\vec{M} - \vec{M}_0), \quad \hat{F} = \begin{pmatrix} M_x(M_x + M_0) & 0 & 0 \\ 0 & M_y(M_y + M_0) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \vec{M}_0 = (0, 0, M_s)$$

with $|\vec{M}| = \text{const}$, $|\vec{M}| = |\sum \vec{S}_j| < M_s$ (M) even for SW $c \neq 0$.

Magnon-magnon scattering

$$\omega_0 = \omega_k + \omega_{-k}$$

$$2\omega_0 = \omega_k + \omega_{-k}, \text{ etc.}$$

Eq. for "increment" of instability by Patton (1979).

γ - a gas c_0, c_2 (ρ_0, ρ_2) resonant mag. μ - γ magnetic frequency. c_0 - magnons - thermal bath.

Определение T_c - HMMR media

Дисциплина: физика и химия конденсированного состояния. Тема: определение T_c по градиенту магнетизма

Значение T_c (или T_c^*) определяется по градиенту магнетизма $M(T)$ или по разности температур T_c и T_c^* . Вспомогательная формула: $M(T) = M_s(T) \cdot f(T/T_c)$ или $M(T) = M_s(T) \cdot f(T/T_c^*)$.

$M_s(T \rightarrow 0) \rightarrow 0$ и T_c ;

2) измерение M_s в $L(\frac{M}{T})$ - градиент магнетизма или градиент T по $1-2 M_s$ для $T < T_c$. Для $T > T_c$ измерение $M(T)$ при $T = T_c$ или как (HMMR media).

использование (атомы) магнитного момента μ и T_c по формуле $\chi = \frac{\mu^2 N}{kT}$ и $M(T)$ или QMP.

Важно: о XIAOWEI о измерении магнетизма и T_c - $10/VI$ и ее измерении T_c (и ее измерении, $H_c(T)$ при $t \approx 100$ s).

Измерение T_c по градиенту магнетизма. XIAOWEI не может измерить $T > 570$ K и $H > 20$ kOe. $H_c(T)$ при $t \approx 100$ s. $T_c = 1037$ K.

$$T_B = \frac{T_c}{1 + \frac{kT_c}{K_1(0)}} \rightarrow T_c = \frac{T_B}{1 - T_B/T_c}$$

$K_1(0) = \frac{1}{2} M_s(0) H_K(0)$, $H_c(0) = \gamma H_K(0)$, $\gamma(50) = 0.8$ (XIAOWEI used 0.75)

$H_c(0) = 16$ kOe, $M_s(0) = 800$ G (нормировано).

Концентрация $K_1(0) = 8.8 \cdot 10^6$ erg/cc и $\gamma = 10^9$, $t = 100$ s, $V_m = \frac{\pi}{4} D^2 t$, $D = 6$ nm, $t = 10$ nm.

при $T_B = 600$ K $T_c = 1037$ K

Именно (S) to XIAOWEI (copy to Weller).

$H_c(T) = T/T_c$ $10/VI$

Оценка T_c по градиенту магнетизма по известной $H_c(T)$ (XIAOWEI) по разности температур $13/VI$, но. Внесено Callen-Callen (как T_c) и $K_1(T) \sim M_s^2(T)$.

$$K_1(T) = K_1(0) \frac{M_s^2(T)}{M_s^2(0)}, H_c(T) = \gamma H_K(T) \left[1 - \left(\frac{kT}{K_1 V} \ln f_0 t \right)^n \right]$$

$K_1 = K_1(T) = K_1(0)$ - если particles are spherical ($K_2 = 0$).

$n = 2/3$ (XIAOWEI) или $n = 1$ (Callen-Callen), $V = \frac{\pi}{6} D^3$, $D \approx 4.2$ nm (XIAOWEI).

3D-random, $\gamma = 0.48$.

$H_c(0) = \gamma H_K(0) = 32$ kOe $\rightarrow H_K(0) = \frac{32}{0.48} = 66.7$ kOe

$K_1(0) = \frac{1}{2} M_s(0) H_K(0)$, $M_s(0) = 1100 - 1200$ G $\Rightarrow K_1(0) = 3.67 \cdot 10^7$ erg/cc ($M_s(0) = 1100$)

$K_1(T) = \frac{K_1(0)}{M_s^2(0)} M_s^2(T) = \frac{1}{2} \frac{H_K(0)}{M_s(0)} M_s^2(T)$, $H_K(0)/M_s(0) = \frac{66.7}{1.1} = 60.6$

$$H_k(T) = H_k(0) \frac{M_s(T)}{M_s(0)} = \alpha M_s(0) m(T), \quad m(T) = \frac{M_s(T)}{M_s(0)}, \quad \alpha \approx 60.6$$

$$K_1(T) = K_1(0) m^2(T) = \frac{\alpha}{2} M_s(0) H_k(0) m^2(T) = \frac{\alpha}{2} M_s^2(0) m^2(T)$$

→ Сравнивая $K_1(T) \sim M_s^2(T)$ из Callen - Callen и FePt.

Или наоборот по $H_k(0)$ и $T_B = 220$ K по уравнению $T_C = 290$ K (?) (не уверен)

Увеличим $M_s(0)$ до 1200 G → $K_1(0) = \frac{1}{2} M_s(0) H_k(0) = 4.00 \cdot 10^4$ erg/cc

$$\alpha = \frac{H_k(0)}{M_s(0)} = 55.6, \quad K_1(0) = \frac{\alpha}{2} M_s^2(0) = \frac{1}{2\alpha} H_k^2(0) \text{ и } K_1(0) = \frac{1}{2} M_s(0) H_k(0)$$

т.е. $H_k(0) = \frac{1}{\alpha} H_k(0)$ переопределяет бы exp., то увелич $M_s(0)$ увеличится $K_1(0)$ и уменьшится α .

$$H_k(T) = H_k(0) m(T) = \frac{2K_1(0)}{M_s(0)} m(T).$$

Знач. условие $T_B = 220$ K и fitting по $H_k(0)$ дает $T_C = 290$ K (!?)

Вывод: T_C или таких параметров не определено.

(Или наоборот) как увеличим T_C :

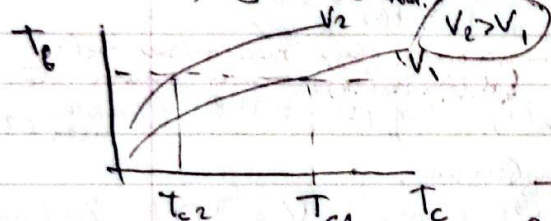
1) увелич. $K_1(0)$ — не определено, т.к. $H_k(0)$ — фикс. а $M_s(0)$ можно не увеличивать

→ 2) увелич. V :

3) от закона $K_1 \sim M_s^2(T)$ — FePt

без учета соотношения Callen - Callen -

— это дает $K_1(T) \sim M_s^{2.5-3}(T)$ — уменьш $K_1(T)$



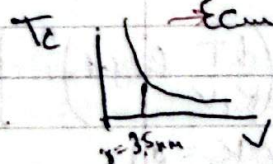
→ Увеличим V до 3.5 nm и $M_s(0) = 1100$ G
даст или $T_B = 220$ K, $T_C = 550$ K.

→ Хотим увеличим T_C или $T_B = \text{const} = T_B$ экв. даст увеличим V и уменьшим $K_1(T)$ за счет изменения Callen - Callen.

$$\text{Знаем } (T_B = \text{переопределяет}) \quad k_B T_B = \frac{K_u(T_B/T_C) V}{\ln 2}, \quad K_u(T_B/T_C) V = \text{const}$$

$$V \downarrow, K_u \uparrow, T_B/T_C = C(\downarrow), T_C = \frac{T_B}{C} \text{ растет с уменьш. } V, \quad K_u(T)$$

Если увелич. scale K_u или $V/T_B = \text{const}$, то T_C уменьшится.



($V = \frac{\pi}{6} D^3$) $T_C(V)$ резко падает, или наоборот V если $T_B = \text{переопределяет}$.

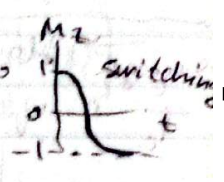
После того $H_k(T)$ — FePt и наоборот Callen - Callen $K_1(T)$, а не $K_1(T) \sim M_s^2(T)$ как было.

More $H_c(T)$ & new - eq. motion appears (!)

→ Andreas: 1) Question about Bloch eq. with T frequency LL equation (SPM or. -?)

HAMR: Bloch equation $\frac{dM_z}{dt} = \frac{M_0 - M_z}{T} \rightarrow M_z(t) = (2e^{-t/T} - 1)M_z(0)$

2) no grain size. new technique LD - data no
in Bloch eq. d_1, d_2 - Garami model.
Too small?



Anyhow, general, too Bloch eq. maybe too poor Garami's damping terms d_1, d_2 needed.

3) Some reason bug $H_{eff}(T)$ w/ Bloch eq. T .

Anyhow switching of particle w/ $H > H_c(T)$, large $\Delta E_0 = 0$ in Neel-Arrhenius eq. needed.

FePt - $H_c(T)$ fitting

→ Doreau - fitted $H_c(T)$ FePt. On (Ogline) $T_c = 730K$ 11/11
no value even $D_m = 3.4 nm$, and $4.2 nm$ (max y H_c). No one Fig. $H_c(T)$
to Wu, Chantrell, Murgasov (observed more or less $H_c(T)$ -FePt behavior).

Dip. coupling: Pincus Ogline. Some refers to 1-ns SPM - FM transition

→ No one $H_c(T)$ of columns (grain) array for CoPt - media in
w/ medium that causes relaxation in $H_c(T)$ - CoPt.

Observed to Andreas: big group FePt/FeRh paper (see internal review)
in discussion c. him slides that ICM - oral talk in HAMR.

$H_c(T)$, evidence to FM state exists before or pre-history (H, T)

History H-T: → Hago and (see on page T_0) unknown about FC/ZFC - cooling in grain
 $\chi(w, T)$ - measurements w/ magn. noise, and

→ granular array same $T_c(T_0)$ measured on grains for T_{grain} , but not
more H in $H_c(T)$. More big $H_c(T)$ by H before or pre-history
of grain. FMP about $H_c(T)$: $H_{res} \rightarrow w/f \rightarrow H \rightarrow T \rightarrow T_c$.

Parent: Harari papers no Invention Disclosure appropriate 14/11
no "field-induced metamagnetic transition for m. media", parent, noise.

→ ANL → Base Harari, no w/ grain size. ANL version (two typ):

- 1) "Micromagnetic description of SW in non-ellips. elements"
(PI - co-author Marcos yz Comp. Sci. Dept.)
- 2) "Vortex-field Sensor (PI: V. Novosad)"
- 3) "Vortex bio-medical applications (PI: V. Novosad)"

W/ parent no "SV-transistor" (PI: Marcos) & "Microcavity" (PI yz APS) re w/ parent.

- 4) "SW in spin-valve transistor" (PI: Marcos) w/ parent two typ.

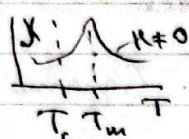
15/VII

new info of Charlotte, no contact us Spain Embassy
задача итераций.

поговорили сraigie RPT - govt, и поехали up to UK, Chantrell, Keller
(Исп. Roma)

→ Намеи состави by A.B. Корнеев, M.U. Куркин, E.B. Розенфельд.

T_c 0 "проблема $2^{1/3}$ " Матрица экстр. дифференцирование T_c по $\max f(T)$ при $H \neq 0$.

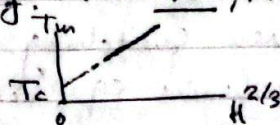


$$T_m - T_c = 3 \frac{B}{A} \left(\frac{H}{4B} \right)^{2/3} \quad \text{и} \quad f(T_m, H) = 2^{1/3} f(T_c, H)$$

т.е. если $T_m(H)$ и экстремум при $H=0$ можно найти T_c экстремум.

$$\Phi = \Phi_0 + \frac{1}{2} A (T - T_c) M^2 + \frac{1}{4} B M^4 - M H. \quad \text{Ref. ФТТ 45, 1414 (2003).}$$

$T_c = T_m(H \rightarrow 0)$ и когда A, B не балансируют



HAMR

6/VII

Упрощенная осн. формула из paper
by Lyubov - Gushchenko, IAP'03 (см. также 20-25/XI 02г.)

① Critical volume model, $y = V/V_m$, $dy = \beta V$ - сред. по размер
затрон

$$I(t) = \int_0^\infty dy w(y) I(y, t) = \int_0^\infty dy w(y) [1 - 2 P(y, t)]$$

$$P(t, y) = 1 - e^{-t/\tau(y)} \quad \text{degrees of switching} \quad \tau(y) = \int_0^1 e^{-E(y)/kT}$$

$$I(t) = \int_0^\infty dy w(y) [2 e^{-t/\tau(y)} - 1]$$

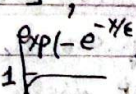
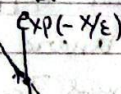
$$\text{Рассм.} \quad \exp \left[-\frac{t}{\tau(y)} \right] = \exp \left[-\int_0^1 e^{-E(y)/kT} \right] = \exp \left[-e^{-\left(\frac{E(y)}{kT} - \ln \int_0^1 \right)} \right]$$

$$E(y) = y E(y_m), \quad E(y) = k y V_m \left(1 - \frac{H_0}{H_k} \right)^2, \quad y = V/V_m, \quad H_0 > 0.$$

$$\frac{E(y)}{kT} - \ln \int_0^1 = y \frac{E(y_m)}{kT} - \ln \int_0^1 = \frac{E(y_m)}{kT} [y - y_c(t)], \quad y_c(t) = \frac{kT \ln \int_0^1}{E(y_m)}$$

$$\exp(-e^{-x/\epsilon}) = \theta(x), \quad \text{если } \epsilon \ll 1$$

$$x = y - y_c$$



critical volume

т.е. тогда

$$\exp \left[-e^{-\frac{1}{\epsilon} (y - y_c)} \right] = \theta(y - y_c)$$

$\epsilon \ll 1$

$$\text{надо } \epsilon = \frac{kT}{E(y_m)} \ll 1 \quad (1)$$

$\epsilon = 0.1$

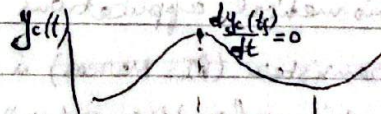
глуб. хохомы
технолог

$$e^{-t/\tau(y)} = \exp \left[-e^{-\frac{1}{\epsilon} (y - y_c)} \right] \approx \theta(y - y_c)$$

$$\rightarrow I(t) = \int_0^\infty dy w(y) [2 \theta(y - y_c) - 1] = 2 \int_{y_c(t)}^\infty dy w(y) - 1, \quad \int_0^\infty dy w(y) = 1$$

- а это Eq. (15).

$$\frac{dI(t)}{dt} = -2 w(y_c) \frac{dy_c}{dt}$$



t_f и $T_f = T(t_f)$
are freezing time
and freezing temp.

$$\frac{dy_c}{dt} = 0 \rightarrow \frac{dI(t)}{dt} = 0, \quad \frac{dM_2}{dt} = 0 \quad \text{— процесс распада } M_2(t) \text{ останавливается (freezing).}$$

$t_f < t_c$ - however, no free pro. begins however when $fot_f > 1$ u Ar-Nel
Zavon Bepen. Uzman. Mz at $t=0$ go $t=t_f$.

$$\Delta I(t_f) = I(0) - I(t_f) = 1 - \left[2 \int_{y_c(t_f)}^{\infty} dy w(y) - 1 \right] = 2 \left[1 - \int_{y_c(t_f)}^{\infty} dy w(y) \right]$$

where $t=t_f$, $\Delta I(t)$ is measured u, $\Delta I(t_f) = \Delta I(t_c)$.

U3 Fig. 2 cheyger T_f pacer e t_c . ($T_f \rightarrow T_w = 0$), no. $\frac{dT}{dt} = \frac{T_s - T_w}{t_c} = -R = \text{const}$
T.e. T_f pacer e pacer cooling rate R.

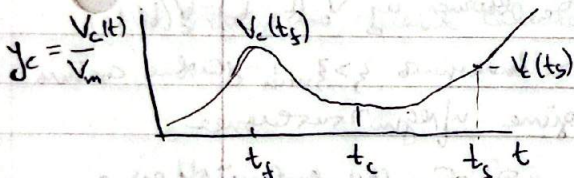
→ Kan so obshchaya e Chantrell-Wohl. '85 zhe T_B (subst. T_f) pacer e $\frac{dT}{dt}$?

$$\Delta I(t_c) = 2 \left[1 - \int_{y_c(t_f)}^{\infty} dy w(y) \right], \quad \frac{d\Delta I(t_c)}{dt_c} = +2 \frac{dy_c(t_f)}{dt_c} w[y_c(t_f)] = 2 \frac{dy_c(t_f)}{dt_f} \frac{dt_f}{dt_c} w[y_c(t_f)]$$

$$\frac{d\Delta I(t_c)}{dt_c} = 2w[y_c(t_f)] \frac{dy_c(t_f)}{dt_f} \frac{dt_f}{dt_c} \left(\frac{t_c}{t_f} \right) - \text{Eq. (26)}, \quad \text{no } \theta \text{ JAP'03 } \left(\frac{t_c}{t_f} \right) \text{ unknown or guessed.}$$

$$y_c(t_f) = \frac{kT_f \ln fot_f}{E_B(y_m, t_f)}, \quad T_f = T(t_f).$$

Areal density (AD) $\sim \frac{1}{\sqrt[3]{2/3}}$, V-grain volume. $t_s = 10$ years.



Due long term (10 years) stability it is necessary $V_m > V_{min}$, where $\beta = \frac{k_u(T_s)V_m}{kT_s} > \beta_{min} = \frac{k_u(T_s)V_{min}}{kT_s}$

$V_m > V_{min}$ - yachne peryskhne thermal switching b H_d noy geichdeny oshchegenn go T_s u oshchegenn uput T_s

$$V_{min} = \max [V_c(t_f), V_c(t_s)] \text{ сm } \text{peshcheto } I(t_s) > I_0 = 0.9$$

Есм $V_c(t_f) > V_c(t_s)$, to $V_c(t_s)$ onpeghen $\beta_{min} = \frac{k_u(T_s)V_{min}}{kT_s}$ - minimum

stability ratio at T_s . $V_c(t_f, I_0) > V_c(t_s, I_0)$ ozharee, no vprorachae

Znachenie $I_0 = \frac{M_z}{M_s} = 0.9$ gochuyt yone upu horaynoi coagin of cooling go T_s
u glubine nomer dnoy toshko $I(t) < I_0$.

$V_c(t_s) > V_c(t_f)$ - ozharee, no vprorachae Znachenie I_0 gochuyt
upu storage u $T = T_s$.

Ho oba oshchegenn zabuyat u at t_c - cooling time (rate).

Тепл. pачаг $\Delta M_z(t)$ k nomeray $t=t_c$ pacer e pacer t_c (Fig.3)

$\Delta M_z \sim \Delta I(t_c) \sim \ln fot_c$ u sox pачаг nakanubayee za $t \in [0, t_f]$.

Voobrazh upu $t_c > t_c^0$ (necotpee vpr. znachenie), $\Delta I(t_c) = \Delta I(t_f)$ gochuyt beymo
u pprorachayee nome cooling onpeghen. Znachenie $V_c(t_f)$.

Для $t_c < t_c^0$ (fast cooling) ΔI -пик не появляется никогда
за $t \in [0, t_c]$, $V_c(t_f) < V_c(t_s)$ и стабильность определяется охладителем
параметра $I(t)$ при $T > T_s$.

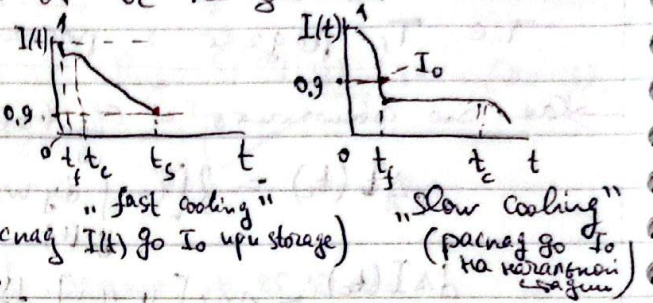
$$V_{\min} = \begin{cases} V_c(t_s), & t_c < t_c^0 - \text{fast cooling} \\ V_c(t_s), & \text{if } t_c > t_c^0 - \text{slow cooling} \end{cases}$$

hence, $\xi_{\min} = \frac{k_u(T_s)}{k_T} V_c(t_s)$ if $t_c < t_c^0$ or t_c no value $I(t)$

$$I_{\min} = \frac{K_{eff}}{kT_f} V_c(t_f) \quad \text{when } t_c > t_c^0.$$

$$V_{Aim} = g_c (I_0) V_c (t_f \text{ and } t_s)$$

$$V_{\min}(t_c > t_o) = V_c(t_f)$$



$$y_c(t) = \frac{k_B T}{k_u(t) V_m} \frac{\ln \phi t}{(1 - \lambda I)^2}, \quad I(t) = I_0, \quad V_m = \frac{k_B T}{k_u(t) y_c(I_0)} \frac{\ln \phi t}{(1 - \lambda I)_{I_0}^2} = V_c(t_f) \text{ when } t_c > t_c^0$$

(u T → t_f, t → t_f)
K_u u → t.

$$\frac{d\beta_{\min}}{d\ln(f\omega_c)} \approx \frac{T_d}{T_s} \frac{K_u(T_s)}{K_u(T_f)} \frac{1}{g_c(I_0)(1-\lambda I)^2} \quad , \quad \beta_{\min} \sim \ln(f\omega_c) \quad \text{when } t_c > t_c^0$$

Решим $\xi(t_c)$ забвено в t_c^0 . t_c^0 беремо из $V_c(t_s, t_c) = V_c(t_s, t_c)$.

Теплота 3 min , теплота (теплота выгорания $3 > 3 \text{ min}$ - теплота выгорания -
показ $\text{н/м}^2 \text{ } T_s$). Показ "fast cooling" regime $\text{н/м}^2 \text{ } T_s$.

Мелатонин имеет t_c в диапазоне, воб "fast cooling" regime было неважно. Fig. 5. В t_c минимуме на графике T_w , т.е. при T_w устанавливается $t_{\min}$ (улучшает T_s - thermostability).

17/VII
Получил письмо с неверной датой of visa из Spain
Embassy. Звонки в посольство, справки и паспорт снова by
Express mail.

XHAMR Zinan JPP'03 - Bus-hydrates paper & notebook slides of ICM-HAMR media talk. Nanyang nonfabian & RePT-ICM chairman or Xiaowei and Ray.

→ Dieter ging zur Überprüfung PRL-Papier zu Geyser. m. m. m.

Inv. Disclosure

18/VII W/pocegum za w/powozugumien na cume c. stenu nacupgumien
(Seagale → Spink Emb.). No Embam Charlotte (Kazeres) ano wocumien une.

→ Forabim Inv. Disclosure по "международным" и organ по to Ray и ^{домаш.} ~~расказан~~ эту суть.

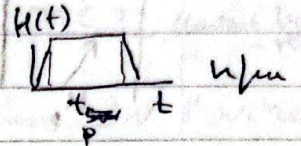
19/VII Vorobin u pameraniy slides to ICM - HAMR and RPT talks.
 → Progress report za 9-18/VII. Bknoom xomno nogronny $K_1(T)$ - RPT
 granule array u ccomny na Inv. Disclosure no metamagnonam.

→ Ogor PRL - paper (Dieter) $Gd_xCo_{1-x}/Gd_yCo_{1-y}$ - metamagnet coupled double-
 layers. Dcn. u mao $\frac{M}{T} \sim H$ uz. za cheup. gomen. cocrallene $M(T)$.
 ne pomeneg. to publish
 o RPT - noma ogrob to Dieter.

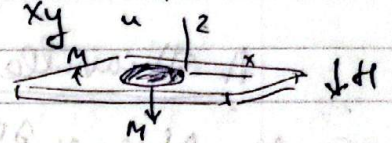
21/VII Madrid. Buzur b Oucanin uncory. Parg. c Oucanin u ee accompani
 no RPT/PERH - $K_1(T)$, $M_2(T)$ u r.g.

RPT/PERH byon oboznenie RPT/PERH pacera:

① brenamob H_{sw} u $t_{sw} = f(H_{sw})$ gna field pulse



② gress ne/mog. rramr. yobom b moomon xy u
 pacemopob reversal mode = $f(x, y)$
 c konomon akoub. addeam V_a



③ kromunpobob ① u ② → ④ Abstract na mamiu
 obcyuro c Oucanin:

1) HAMR - gonag c Lyberator (brenam coupling of grains na dafapm E_b)

2) bycoo - temep. M-dynamics ($T_{||}$ u $T_{\perp}$)

3) $K_1(T)$, $M_2(T)$ gna RPT u PERH cnoob - namcaro en popnyuo MFA u $K_1 \sim M_2^2$

4) Oucanin recent calculations of m. reversal - E_b - Pfeiffer

Namcaro e-mails:

1) Gubiny - kbomame o kb. (omame relaxation b pargpomen. cheupre-dot)

2) Demofunoby - ICM - talk Hillebrand's

3) Tedy - RML u SWR - paper

→ 4) Kazakov u Hansen - o karare obznenie ny RPT-dots exp., nycoo
 rramr. exp. dat u(H) at different T.

5) Kobocgy - rev. gene

→ 6) Oucane - $M_2(T)$ u $K_1(T)$ by fax

7) Cufpans Roy o Raikher - visit u crafux/kobux MAP u Inv. Disclosure

Damping in nanoparticles

Gubin obypapoe kogabob grant no ferrom. damping
 b namox zacumax (dots).

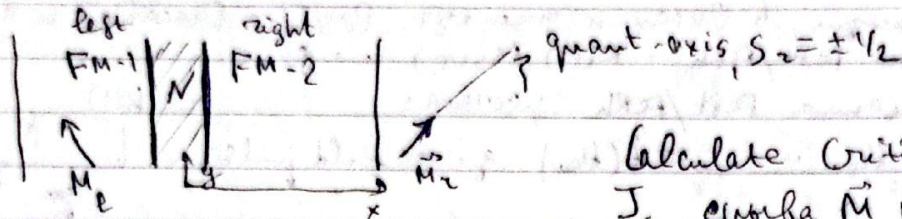
→ Oglemb ammozgy 2-magnon u magnon-electron damping
 bulk u namox submicron-, nano-dots

22/VII ICMFS'03 Madrid-ICMFS'03 - July 22-28, 2003
J. Slonczewski. Mechanism of Torque Created by Current Driven Spin Transfer.

Exp. Katine et al Co/Cu/Co.

$$R(H) \approx \frac{1}{\mu_0 M_0} \rightarrow \text{up to } \mu_0 M_0 \text{ e.g. magnetic } \frac{dV}{dt} = S(I)$$

Torque $\vec{L}_{12} \sim \vec{S}_{1,2} (\vec{S}_1 \times \vec{S}_2)$, $\vec{S}_i$ - layer spins



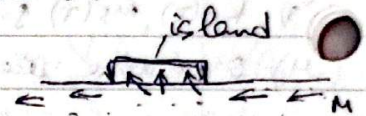
Calculate Critical Current density J_c for $\vec{M}$ in reversal mode.

A. Thiaville M. Modeling of exp. MFM images

mag. $\Delta f/f \sim \frac{\partial F}{\partial z}$, Tip - logarithmic $\vec{M}(z)$ oscillation.
of cantilever Vortex-MFM images interpretation.

M. Bode Direct images of m. islands.

Fe - islands on W: Sizes ~ 20 nm



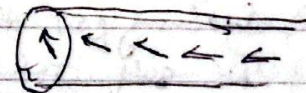
Evidence of dipolar coupling.

Bugger SPM fluctuations - T-dependent switching rate

$$K_{eff} = 1.1 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3 \text{ by Neel-Arrh. law.}$$

Braun's model of m. reversal

P. Length $l_{or} = 2\pi \sqrt{A/K}$, $J_0 (N.-Arrh.) \approx 10^9 \text{ Hz}$



→ Madrid, ICMFS'03. Beofem u poyabofem e Otam, Shin, Demotritov, Hillebrands, Thiele, Chubykalo, Kardequint, P. Jensen, Nowak.

→ Roma, ICM'03. — J. Millat, Baberschke, Skomski, Berlotti, Korakova, Hansen, Metlov, Goto, Raikher, Berkov, Gorn, Stepanov, Growell, Khardequint, Slavin.

План работы на Summer-сессии 1992 (ср. 19/2):

- 955 Stix - Nipp oval.

MARK

Заг. яз. английский с переводом на русский язык
объемом — около 100 стр. (с. 9-11/1).

Матриц. элемент $\langle p' | \hat{p} | p \rangle = \hbar \delta(p' - p)$ (связь)
 следовательно $\int dp' p' g(p') J_n(p') = \lambda_n J_n(p) - \text{см. 10/1.}$

$$\nabla^2 f(\rho) = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left[\rho \frac{\partial f}{\partial \rho} \right] = \frac{\partial^2 f}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial f}{\partial \rho} \quad \downarrow h_x = -\Delta M_c \nabla^2 = -\frac{2A}{M_c} \nabla^2$$

$$\left[\frac{d^2}{dp^2} + \frac{1}{p} \frac{d}{dp} + \left(k^2 - \frac{p^2}{p^2} \right) \right] J_0(kp) = 0 \quad \text{Эр. Бесселя}$$

$$\Rightarrow \int_0^R \rho \mu_n(\rho) \nabla^2 \mu_n(\rho) = -x^2, \text{ then } \mu_n(\rho) = C_n J_0(x_n \rho) \text{ where } (C_n J_0'(\infty) = \sqrt{M_s} x_n^2)$$

$$\frac{1}{\gamma} \omega_n = H + H_d^{nn} + H_{ex}^{nn} \frac{\omega_n}{2A}, \quad d\alpha_n^{nn} = dM_s x_n^2 = \frac{2A}{M_s} x_n^2, \quad x_n = \frac{d\omega_n}{2A}$$

donc, comme $J_0(x) = 0$, $J_n \approx -f(x_n \beta)$ pour $\beta \ll 1$.

Оценка $H_{res}(x_n) = \frac{\omega}{\gamma} - H_d^{nn} - 2\pi M_s f(\beta x_n) - H_{ex}^{nn}$. $H_{ex}^{nn} = \frac{2A}{M_s} \frac{d\alpha_n^2}{R^2}$
 Ni dots: $M_s = 460$ G, ось H_{d1} , $L = 70$ nm, $R = 500$ nm (exp. Габора).
 (укажите, каково значение α в 1-20 градусов)

См. R. Skomski, J. Phys. Cond. Mat. '03:

Exch. stiffness

$A = 8.3$ (Fe), 10.3 (Co), 3.4 (Ni) в pJ/m

$$A_{Ni} = 3.4 \text{ pJ/m} = 3.4 \cdot 10^{-12} \text{ J} / 10^2 \text{ cm} = 0.34 \cdot 10^{-6} \text{ erg/cm}$$

$$\frac{2A}{M_s^2} = R_0^2(N_i) = \frac{2 \cdot 0.34 \cdot 10^{-6} \text{ erg/cm}}{(460)^2 \text{ G}^2} = \frac{2 \cdot 0.34}{(0.46)^2} 10^{-12} \text{ cm} = 3.21 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2, R_0 = 1.79 \cdot 10^{-6} \text{ cm} = 17.9 \text{ nm}$$

$$\frac{2A}{M_s R^2} = \frac{2 \cdot 10^{-6} \cdot 0.34 \text{ erg/cm}}{460 \text{ G}} \frac{1}{(0.5 \cdot 10^{-4})^2 \text{ cm}^2} = \frac{0.68 \cdot 10^{-6}}{0.46 \cdot 10^3 \cdot 0.25 \cdot 10^8} \text{ Oe} = 5.91 \cdot 10^{-1} \text{ Oe}$$

т.е. для Ni dots $H_{ex}^{nn} = 0.59 \cdot d\alpha_n^2$ (Oe) — не хватает на мал. для больших α_n

n	1	2	3	4	5	6	7	8
(kOe) H_{ex}^{nn}	$3.4 \cdot 10^{-3}$	$1.8 \cdot 10^{-2}$	$4.4 \cdot 10^{-2}$	0.082	0.132	0.193	0.265	0.350 kOe

Видно H_{ex}^{nn} в $H_{res}(n)$ game больше, чем можно для объяснения экв. Габора. См. 10/1, там расхождение H_{exp}^{res} и H_{calc}^{res} было при $n=7, 8$ только.

$$\delta H_{res}(n=7) = 0.14 \text{ kOe} \quad \delta H_{res}(n=8) = 0.35 \text{ kOe},$$

$$H_{ex}^{nn}(7) = 0.265 \text{ kOe} \quad H_{ex}^{nn}(8) = 0.35 \text{ kOe}$$

→ Вывод: H_{ex}^{nn} больше при SWR - exp. в нан. Ni dots густее, чем с экспериментом.

Но все очевидно, т.к. $\mu_n(p) \sim J_0(x_{np})$ является $\sim \nabla^2$ гамильтонианом энергии при $\beta \ll 1$, каковы $H_{ex} = -dM_s \nabla^2$ и как учесть рассеяние гр-е на $\langle \mu_n(p) \rangle$ — интеро-групповые взаимодействия. Тогда можно ли вывести $H_{ex} = -dM_s \nabla^2$ в H_t как было? Можно. Выберем в базисе h_{ex}^x, h_{ex}^y ? Вектор JD (9/1)

$$\begin{cases} -\frac{1}{\gamma} \dot{J}_+ = -i [H_t J_+ - (h_m^x + h_{ex}^x + i h_m^y + i h_{ex}^y)] \\ -\frac{1}{\gamma} \dot{J}_- = i [H_t J_- - (h_m^x + h_{ex}^x - i h_m^y - i h_{ex}^y)] \end{cases}$$

$$h_{ex}^x + i h_{ex}^y = +dM_s \nabla^2 (\mu_x + i \mu_y) = +dM_s \nabla^2 \mu_+, \quad H_t J_+ - (h_{ex}^x + i h_{ex}^y) = (H_t - dM_s \nabla^2) J_+$$

В $H_t = H_z + H_d^0$ учтено exchange нет, без этого не получится.

Exchange в H_t не учтен как раз за счет членов h_{ex}^x, h_{ex}^y .

$$\left[\frac{\omega}{\gamma} - H - H_d(p) + dM_s \nabla^2 \right] \mu_+(p) = -\frac{\omega_M}{2} (d\beta' \beta' g(\beta \beta')) \mu_+(p')$$

инт.-групп. гр-е на $\langle \mu \rangle$ не $\langle \mu \rangle$ не $\langle \mu \rangle$ не $\langle \mu \rangle$

Concise note of 1984 H_{ex}^{nn} and its origin, Jan 11-14, 8.

$$H_{ex}(n) = \frac{1}{2} \left(H_{A1} - H_{A2} - H_{A3} - 2\pi M_2 f(\rho_{nn}) - H_{ex}^{nn} \right) \quad H_{A1} = 1.80 \text{ kOe}$$

same 10/1 Jan, 1984

Bozeman $H_{A1} = 1.48 \text{ kOe}$ u nashchenniy H_{ex}^{nn} , $H_{ex}^{nn} = F(n)$.

→ Hamekane or 1984 Jan 19 July - 5 Aug, 2002.

HAMIR

Reversal of elongated grain in FT

Diagram showing a cylindrical grain with radius R and height h . The grain is divided into two regions by a vertical plane. The left region is labeled V_1 and the right region is labeled V_2 . The grain is surrounded by a magnetic field H . The grain is labeled H_{A1} and H_{A2} . The grain is labeled H_{A1} and H_{A2} . The grain is labeled H_{A1} and H_{A2} .

con. elena V_1 e $M_1 H_{O2}$ - beru, H_{O2} - surface field ($z=0$), $H_{O2} \approx \frac{J}{d_2}$.
 H_d - gen. (stray field), $H_d \approx 4\pi M_2 f(\frac{R}{h})$. H_d is 5 kOe for $L=15-20 \text{ nm}$, $R=5-3 \text{ nm}$.
 $H_{ex} \sim 10 \text{ kOe}$. Due (reversal) M_2 reversed grainstone nago uymenish
 $H > H_c = H_{ex} + H_d \sim 10 \text{ kOe}$. Sam dushko ydhas T_2 to T_1 to

naue $M_2 \sim H_d$ zampzner. Zash M_2 dno M_1 nago oshchagat
 negueno u b amonom none H - voga vasho vashchenn 180°
 DW, voropae nashchenn H_{ex} , $H_{ex} \sim 10 \text{ kOe}$.

$$\frac{M_2}{M_1} = L \left(\frac{M_1 H V}{kT} \right), \quad M_1 H V \approx 10^3 \text{ G} \cdot 10^9 \text{ Oe} \cdot (6.6 \cdot 10^{-2}) \text{ nm}^3 = 10^7 \text{ G}^2 \cdot 7 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^3 = 7 \cdot 10^{-13} \text{ erg}$$

$$k_B T = 1.4 \cdot 10^{-16} \frac{\text{erg}}{\text{K}} \cdot 700 \text{ K} \approx 10^{-13} \text{ erg}$$

$$\text{Nago } \frac{M_2}{M_1} = L \left(\frac{M_1 H}{kT} \right), \quad \text{zhe } \mu \approx \mu_B \text{ - nat. moment area. } \text{Tozha } \mu H = 9.3 \cdot 10^{-24} \text{ erg} \cdot 10^9 \text{ Oe} \approx 10^{-14} \text{ erg}$$

$$\mu H \ll kT \text{ u } \frac{M_2}{M_1} \approx \frac{1}{3} \frac{M_1 H}{kT} \approx \frac{1}{3} \frac{10^{-14} \text{ erg}}{10^{-13} \text{ erg}} \approx \frac{1}{3} \cdot 10^{-1} \approx 3 \cdot 10^{-4} \text{ b nene } H \approx 10 \text{ kOe}$$

Priloz: Sam dushko oshchagat $M_2 \sim 10^4 M_1$ go T_{room} to one van u zampzner u
 DW cenen ne nashchenn. Zash dno DW nago oshchagat negueno u
 b nat. none $H \approx 10 \text{ kOe}$ (an. 11/11/11)

6/11/11 Pucana to Kazakova/Hanson, Katsai, Glavin.

Wengtao or Kazakovskii INTERMAG u ICM paper e $M(H)$ of
 FePt dots. Oshchenn eise zashch. Noshch H_{ex} paues $H_{ex}(n)$ gna
 Ni dots e oshchenn, on nashch Abstract to MMM/Anaheim'04.
 One noshch FePt-K(H) Abs. to MMM/Anaheim. Peganuy. FePt/FeRh paper.

7/10 0820p course: Papanova. Copypaperova papers.

Ref. response, via JMMM - paper by Wesselinova "Phonon damping in ferromag. semicond. films"

HAMP

CoPt. D media. Oxygen adsorption on surface

CoPt Sherrington equation to explain $H_c(t)$ exp. data.

$$K_1(t) = K_1(0) m^{\alpha}(t), \quad \alpha = 2.2 \text{ (from before Drey)}.$$

$$K_1(0) = 1.1 \cdot 10^7 \text{ erg/cc} \quad V_m = \frac{\pi}{4} D^2 t = 238 \text{ nm}^3 = 238 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^3$$

$$K_1(300\text{K}) = K_1(0) \cdot m^{2.2}(300), \quad \text{by exp. } m(300\text{K}) \approx 0.95$$

$$K_1(300\text{K}) = 1.1 \cdot 10^7 \text{ erg/cc} \cdot (0.95)^{2.2} = 0.98 \cdot 10^7 \text{ erg/cc}$$

$$\frac{\Delta E_B}{k_B T} = K_1(t) V \left(1 - \frac{H_c}{H_k}\right)^2 \quad \text{uniaxial case.} \quad K_1(300) V = 0.98 \cdot 10^7 \frac{\text{erg}}{\text{cc}} \cdot 2.38 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^3 = 2.34 \cdot 10^{-12} \text{ erg}$$

$$\text{by } T=300\text{K} \quad k_B T = 1.38 \cdot 10^{-16} \text{ erg} \cdot 3 \cdot 10^2 \text{ K} = 4.14 \cdot 10^{-14} \text{ erg}$$

$$\text{by } T=300\text{K} \quad a = \frac{K_1(300) V}{k_B T} = \frac{2.34 \cdot 10^{-12} \text{ erg}}{4.14 \cdot 10^{-14} \text{ erg}} = 0.565 \cdot 10^2 = 56.5$$

$$H_c(t) = 0.85 H_k(t) \left[1 - \sqrt{\frac{25}{a}}\right], \quad \frac{H_c(t)}{H_k(t)} = 0.85 \left[1 - \sqrt{\frac{25}{56.5}}\right] = 0.285 \quad \text{by } T=300\text{K}$$

$$\text{Xose Dan. calc. } H_c(300)/H_k(300) = \frac{13 \text{ kOe}}{19 \text{ kOe}} = 0.684 (?)$$

$$\text{from before exp. } H_c(300\text{K}) = 11 \text{ kOe}, \text{ so } \left(1 - \frac{H_c}{H_k}(300)\right)^2 = 0.177$$

$$\text{T.E. } \frac{\Delta E_B}{k_B T} = \frac{K_1(300) V}{k_B T} \left(1 - \frac{H_c}{H_k}\right)^2_{300\text{K}} = 56.5 \cdot 0.177 = 10, \quad \text{Arrh. - N. eq. for curve parameter.}$$

$$\text{by } T=450\text{K} \quad a(450) = \frac{1.1 \cdot 10^7 \frac{\text{erg}}{\text{cc}} (0.87)^{2.2} \cdot 2.38 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^3}{4.14 \cdot 1.5 \cdot 10^{-14} \text{ erg}} = \frac{1.1 (0.87)^{2.2} \cdot 2.38}{4.14 \cdot 1.5} 10^2 = 31.0$$

$$\frac{\Delta E_B}{k_B T} = a(450\text{K}) \left(1 - \frac{H_c}{H_k}\right)^2_{450\text{K}} = 31.0 \left[1 - \frac{9}{17}\right]^2 = 31.0 \cdot 0.22 = 6.8 \quad \text{A.N. parameter curve.}$$

No guess $T=500\text{K}$ again needed.

from Aharoni. PRB'69 on uniaxial A-N. law in field.

$$H_0 = F(T, H), \text{ cm} \cdot 23/\text{mT}.$$

by PMM'98. give columnar array

$$K_{\perp} = W_m(0=5V_2) - W_m(0) = -2\pi \langle M \rangle^2 + K_u$$

$$K_u(H) = K_u(\omega) + \delta K_u(L). \quad K_u(\omega) = \pi (M_1 - M_2)^2 v_1 v_2 \quad \text{give because } L \gg R.$$

$$K_{\perp} \approx -2\pi (M_1 v_1 + M_2 v_2)^2 + \pi (M_1 - M_2)^2 v_1 v_2 = |M_2=0| =$$

$$= -2\pi M_1^2 v_1^2 + \pi M_1^2 v_1 v_2 = \pi M_1^2 v_1 (1 - 3v_1) \quad \text{give FM uniaxial columnar in non-mag. mat.}$$

$$K_{\perp}(v_1=1) = -2\pi M_1^2. \quad H_d^2 = \frac{2K_{\perp}}{2M_1} \Rightarrow \frac{2K_{\perp}}{M_1} = 2\pi M_1 v_1 (1 - 3v_1)$$

$$\text{from } v_1 = 0.9 \quad H_d^2 = 2\pi M_1 \cdot (-1.53), \quad v_1 = 0.7 \quad H_d^2 = 2\pi M_1 \cdot (-0.77)$$

$$\text{from } v_1 = 0.8 \quad H_d^2 = 2\pi M_1 \cdot (-1.12)$$

$M_2(a) \sim 1000 G$, тогда $|H_2| \approx 2\pi \cdot 1000 G \approx 6 kOe$, Вмкно по сравнению с H_c .

Answer: $\mu_{H_2} = \mu_{H_2}^0(T, p) + RT \ln p$ eq. for $H_2(T, p)$; $H=0$ now.

→ Incorporate Nernstian Eq. (9) by Goulet et al, TMR' 1990 June & some ψ . Arrhenius-Moel. χ , τ - integral relaxation time for χ for uniaxial case, χ_{int} . necessary $e^{-t/\tau}$ single exp decay no be (A₁ of FP equation)

Arrehenius - Deol (23/51) : $\frac{1}{T} = -\ln \left(\frac{K}{A} \right) = -\ln \left(\frac{K_0}{A} \right) + \frac{E_a}{RT}$, $h = \frac{E_a}{RT}$.

A.N.: $\lambda_1(h=0) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} a^{3/2} e^{-a}$, $(a = \frac{KV}{kT})$. $\frac{1}{\tau} = \frac{\lambda_1}{2\tau_N}$, $\frac{1}{\tau_N} = \frac{2k_B kT}{M_3 V} \frac{d}{(1+d^2)}$

$\frac{1}{T} = \frac{\lambda_1}{2L_N} = \frac{2}{\sqrt{n}} a^{\frac{x_2-a}{2}} \cdot \frac{1}{T_N}$. $\left(\frac{1}{T_N} = 2\lambda T \right)$ - озоғнар. Гарамиа, т.е. $\lambda = \frac{k k_d d}{m_s V (H+d)}$

$$C_{T_N} = \delta T = \frac{e}{|B|} \int_{-1}^1 \frac{dx}{1-x^2} \Phi^2(x) \frac{1}{f_0(x)}, \quad f_0 = \frac{1}{Z} e^{-\beta e / kT}, \quad Z = \int_{-1}^1 dx e^{-\beta e / kT}$$

$x = m_1 = 0.50$; $-S_L(x) = -\mu_2 H - D \mu_2^2$, $\tilde{\mu}^*$ — макс. момент расщепл., $\mu = \mu_2 V$.

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial T} = -\frac{M_H}{kT} x - \frac{D_H^2}{kT} x^2 = -\beta x - a x^2, \quad \beta = \frac{M_H}{kT} = \frac{M_H}{kT} V, \quad a = \frac{D_H^2}{kT} = \frac{K_1 V}{kT}$$

$$Z(a, \beta) = \int_1^{\infty} dx e^{\beta x + a x^2}, \quad B(a, \beta) = \langle x \rangle = \frac{1}{Z} \int_1^{\infty} dx f_0(x) x = \frac{1}{Z} \int_1^{\infty} dx x e^{\beta x + a x^2} = \frac{1}{Z} \frac{\partial Z}{\partial \beta}$$

$$B'(a, z) = \frac{\partial}{\partial z} B(a, z) = \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{1}{z} \frac{\partial}{\partial z} \right] = \frac{\partial^2}{\partial z^2} \ln z(a, z) \quad \tau \quad \text{Garmin}$$

$$f_0(a, 3) = \frac{1}{2} e^{ax^2 + 3x} \quad a = \ln \frac{T}{T_0} - 1 \cdot N. eq.$$

Omrydva A.N. equation $\frac{Y_t - Y_{AN, 100\%}}{Y_t} = \left(1 - \frac{T}{T_{AN}}\right) \cdot 100\%$

Вывод. уравнение удовлетворяется $\frac{1}{T(a)}$ неверное характерно при $a < 1,8$
 $\frac{1}{T(a)} \rightarrow 0$ при $a \rightarrow 0$. Тогда как $\frac{1}{T(a)} \rightarrow 1$ при $a \rightarrow 0$ (это верно).

→ Динамика ^{План} $A-N$: $F(a) = \frac{Y_T(a) - Y_{AN}(a)}{Y_T(a)}$

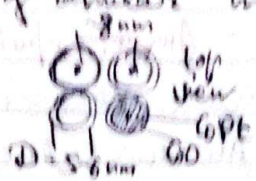
$$F(s) = 24\%, F(10) = 11.9\%, F(20) = 5.4\%$$

Bombay: T.e. Arithmetical - Neel) regulation que 1/2 можно доказать с точностью 5% только если $a = \frac{k_1 V}{kT} > 20$. (Этот при $H=0$). В поле $H \neq 0$ точность C_N - growth time, когда $E(M) = 0$, где $P(M, t) - \text{Frag. A.N. падает.}$

q/viii Pazar FPL/PRh poster ICM by T. Gola in D. Wolfson (prof. Xiaowei), Lyuboslav, Mykolas (+1 copy for Ambrose).

→ Danyesne c Xiaowei, y see GPT 0 of granular media (colloidal)

For columnar structure a $t \approx 10$ nm
 using crystalline MgO ≈ 1 nm, no
 grain Fe medium. Poles, no GPT
 crystalline expression of GPT form of CoO ,



Hamiltonian: Ising-like
 Packing fraction of $\approx \frac{S_{\text{cell}}}{S_{\text{unit cell}}}$

d (energy crystalline) ≈ 2 meV
 Zafon - crystalline energy

$$\frac{\pi d^2}{4(2d)^2} = \frac{\pi (5.5 \text{ nm})^2}{4 (8 \text{ nm})^2} = 0.42$$

$$\frac{\pi (5.5 \text{ nm})^2}{4 (8 \text{ nm})^2} = 0.56$$

→ Danyesne c A. Lyberatos: expression any factor $1/\tau$ no GPT
 - use more A-N. expression of $1/\tau$. On smaller, no GPT
 m. coupling & GPT array better, no factor, no more to add
 the same. No GPT and $1/\tau$ - A-N. go to more complex, even $\tau \approx 10^3$
 ≈ 100 s, log scale $\tau = \tau_0 \exp(E_b/kT)$, $\tau_0 \approx 10^{-9}$ s, relax. time τ
 Cooper. to large $E_b/kT \gg 1$. Superparam. Organ any copy of Garanin's
 papers 1990 & 1991. $1/\tau = F(a)$ graph. c $1/\tau_{\text{A-N}}$. Garanin. $H_c(T)$ vs T (see below)

Topography:

- ① $\tau = \tau_0 \exp(E_b/kT)$ c. $E_b = E_b^0 (1 + \frac{H}{H_c})^n$ - Arrh. - Neel equation
- ② $\frac{1}{\tau} = f_0 \exp(-E_b/kT)$ c. $f_0 = F(T, H)$ - Neel-Brown eq'n.
- ③ $1/\tau = F(a, \beta)$ - Garanin's solution of the FP equation.

Some logarithms: Coffey expressions for $1/\tau$ in Sazonov's eq'n.

A reflector or 1) → 3) more complex more A-N. eq. H_c
 Coar case where H_c is not 0. M.-B. $1/\tau$ c $f_0(T, H)$ and $H_c(T)$
 u Garanin $1/\tau$ c H_c is not 0.

Eq. $1/\tau$ by Denisov in superparamagnetic, i.e. y more complex
 magnetostatic coupling (no 2D array of Ising particles in d.p. approx.)

→ Denisov, PRB 03: $\tau_r = \frac{2}{\lambda \gamma H_a}$, λ - LL damping parameter

$$\frac{1}{\tau} = \frac{4}{2} \lambda \gamma H_a \left(\frac{\pi}{a} \right)^{-1/2} [1 + (2a-1)\beta] e^{-a}$$

$$\beta = 9.034 \frac{m}{H_a^3} \mu_B(0)$$

d - parameter $\phi_d \phi$ energy transfer coefficient. Garanin c ONH || 02.
 $\mu_B(t) \rightarrow \mu(t)$, $\mu(0) = \frac{2N_f(0)}{N} - 1$ - reduced magnetization of 2D array, in initial.

Escaneado con CamScanner

MFA - delay time from delay in transmission of message to user = 4/1000000
(dipolar coupling) (Bemisov '03).

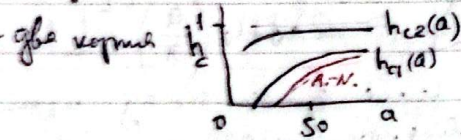
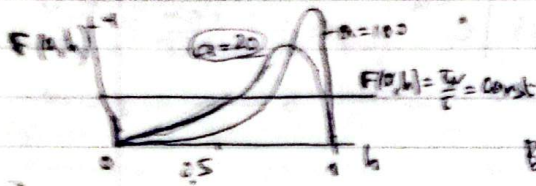
(1/11)

Thermal $\Lambda_n = \frac{1}{\tau_n} = 4\pi \frac{\gamma}{2\pi} \frac{kT}{M_e V} \approx 4\pi \frac{3 \text{ GHz}}{h\nu} \frac{4 \cdot 10^{-14} \text{ erg}}{10^{21} \text{ cm}^{-3} \cdot 10^{-19} \text{ cm}^3} \cdot 0.01 \approx 0.2 \text{ GHz}$ No Curvature
(300K) $T_n \sim 10 \text{ ns}$ follows in T

Выведем $h_c(a)$ - dynamic coercivity за счет thermal fluctuations.

$$F(a, h) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} a^{3/2} (1-h^2) \left[(1+h) e^{-a(1+h)^2} + (1-h) e^{-a(1-h)^2} \right]$$

нужно найти $h_c(a, T)$ при $\frac{T_N}{T} = F(a, h)$

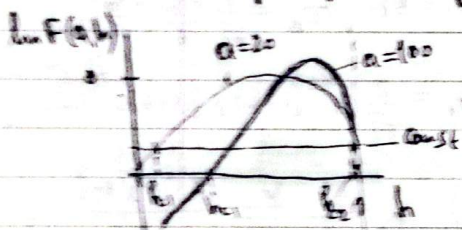


Выведем $h_{c1}(a)$ - из формулы, при $a \rightarrow \infty$ $h_{c1} \rightarrow 0$ (A-N law).

→ Выведем $h_c(a)$ при $\frac{T_N}{T} = \text{const}$, то $h_c(a)$ будет зависеть от a и T .

Но $h_c(a)$ зависит от T при $T = \text{const}$, т.е. $T_N \propto T$ (Curie law).

→ Найдём $h_c(a)$. Дадём $h_c(a) > h_{c1}(a)$ (зависит от a).



$\ln F(a, h)$ будет зависеть от a и T . $h_{c1}(a)$ и $h_{c2}(a)$ - зависят от a и T .

→ Найдём $h_c(a)$ от T (зависит от T).

$$\frac{T_N}{T} = F(a, h), \quad T_N(T) \propto a(T) = \frac{K_1(T)V}{kT}$$

где $K_1(T) = K_1(0) m^2(T)$ (зависит от T).

$$m(T) = \frac{M_S(T)}{M_S(0)} = B_S \left[\frac{3S}{S+1} \left(\frac{kT}{M_S(0)} \right) m(T) \right] - MFA$$

$$\text{Следовательно } \frac{1}{f_0 T_N} = \frac{1}{f_0 T_N} F(a, h) \quad \text{с } f_0 \text{ зависит от } T \text{ (зависит от } T \text{)}$$

$$\text{A.N. law } \frac{1}{f_0 T_N} = e^{-a(1-h)^2} \quad \text{или } \ln(f_0 T_N) = a(1-h)^2$$

$$\text{Выведем } \ln(f_0 T_N) = \ln \left[\frac{f_0 T_N}{F(a, h)} \right] \rightarrow \text{гдет } h_c(T, t), \text{ т.е.}$$

$$T_N(T) \propto a(T) \text{ выведем } h_c = H_K / H_K(T)$$

$$\frac{1}{f_0 T_N} = \frac{1}{f_0} \frac{M_S V}{2 k T} \left(\frac{1+d^2}{d} \right), \quad \frac{1}{f_0 T_N} F(a, h) = \frac{1}{f_0} \frac{28 k T}{M_S V} \left(\frac{d}{1+d^2} \right) \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{K_1 V}{k T} \right)^{3/2} (1-h^2) [\dots] =$$

$$= \frac{1}{f_0} \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{d}{1+d^2} \right) \frac{H_K(T)}{\sqrt{k T}} (1-h^2) [\dots] = \left(\frac{d}{1+d^2} \right) \frac{H_K(T)}{f_0 \sqrt{\pi k T}} (1-h^2) [\dots]$$

$$H_K(T) = \frac{2 K_1(T)}{M_S(T)} = \frac{2 K_1(0) m^2(T)}{M_S(0) m(T)} = H_K(0) m(T), \quad K_1(T) = K_1(0) m^2(T)$$

$$\frac{1}{f_0 T_N} F(a, h) = \left(\frac{d}{1+d^2} \right) \frac{H_K(0)}{f_0 \sqrt{\pi k T}} m^2(T) (1-h^2) [\dots]$$

$$\text{или } \frac{1}{f_0 T_N} F(a, h) = \left(\frac{d}{1+d^2} \right) \frac{H_K(T)}{f_0 \sqrt{\pi}} (1-h^2) \left[(1+h) e^{-a(1+h)^2} + (1-h) e^{-a(1-h)^2} \right]$$

$$\text{Найдём } h_c(a) \text{ от } m(T) \text{ и } T \text{ (зависит от } T \text{)} \rightarrow \frac{1}{f_0 T_N} F(a, h) \rightarrow h_c(T, t)$$

13/vii Donorade/uznataci. PRB/PRh paper corradino. Refarosa Comments
 RA/PRh. Donadna crany na Cechosm - Prig'zak na opta. HAAIR y Donadna 198
 " Discussion.

Opomna Approval Request u organ PRB/PRh na Approval.

Belega c Day. PRh paper - 6 PRB; Corradino Hymnatus Parthor
 6 narade Cag. Loge, gne Zagam $\gamma_{11,1}(w)$ /phenomen. relaxation (naz Zagamoi
 inogmner u inform. none nogymay), Gpege corradino omymner none
 na 1 neg. 6 Madrid (blocom Travel Zagam, Gpof.azs negomoni Gmoy),
 Oner. PRB $K_1(m)$ superm'm'm'm' (Kopad'exp) none Hotel 8 line.

14/viii. Vuchna Donadnity/Ciabny/Ducane. Pochan Hillebrand's talles Zagam
 Pochanfoban u pagomian co-abrogam perobanm with the Gdgate.
 PRB/PRh paper with my comments and referee suggestions,
 Kameame van. orred na travel Madrid - Roma.

Bug 9D u ferromy. relaxation (m. lyberatos-plan 10/vii)

15/viii $\rightarrow$ Pag Sop co. Garamin - PRB'96 "Integral relaxation time."

$$9D: \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = \gamma \vec{M} \times [\vec{H}_g + \vec{h}] - \vec{R}(\vec{M}) \quad , \quad \vec{H}_g = -\frac{\partial U}{\partial \vec{M}}, \quad U = -\vec{H} \cdot \vec{M} - K M^2$$

$$\text{Bug } \langle h_i(t) h_j(t') \rangle = \frac{2\lambda T}{\delta V} \delta_{ij} \delta(t-t') \quad \text{no symmetry.}$$

$$\langle \dots \rangle \text{ no ang. } \vec{h} = \text{fluct.}$$

$$\text{Distribution func. } f(\vec{N}, t) = \langle \delta(\vec{N} - \vec{N}(t)) \rangle \quad \text{u/m } |\vec{N}| = M_s$$

$$\frac{\partial f(\vec{N}, t)}{\partial t} \rightarrow \frac{df(\vec{N}, t)}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial \vec{N}} \frac{\partial \vec{N}}{\partial t}, \dots \text{ cu. Appendix 6 Garamin-PRB'97}$$

$$\text{u } \text{gner } \gamma \text{ p. FP: } \frac{\partial f}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial \vec{N}} \left\{ \gamma \vec{N} \times \vec{H}_g - \vec{R}(\vec{N}) + \frac{\gamma \lambda T}{V} \vec{N} \times \vec{N} \times \frac{\partial}{\partial \vec{N}} \right\} f$$

$$\text{B } \text{pobobem } \frac{\partial f}{\partial t} = 0, \quad f_0(\vec{N}) = \exp[-\beta \mathcal{L}(\vec{N})/T], \quad \mathcal{L}(\vec{N}) = W(\vec{N})V$$

$$\frac{\partial f_0(\vec{N})}{\partial \vec{N}} = f_0(\vec{N}) \left(-\frac{1}{T}\right) \frac{\partial \mathcal{L}(\vec{N})}{\partial \vec{N}} = f_0(\vec{N}) \frac{(-1)}{T} V (-\vec{H}_g) = \frac{V}{T} \vec{H}_g f_0(\vec{N})$$

$$\frac{\partial}{\partial \vec{N}} \left\{ \gamma \vec{N} \times \vec{H}_g - \vec{R}(\vec{N}) + \frac{\gamma \lambda}{V} \vec{N} \times \vec{N} \times \vec{H}_g \right\} f_0(\vec{N}) = 0, \quad \text{6 pravobem } \vec{N} \times \vec{H}_g = 0$$

$$\text{osogga } \vec{R}(\vec{N}) = \gamma \lambda \vec{N} \times \vec{N} \times \vec{H}_g \quad \text{noneko } \text{bozomno.}$$

$\rightarrow$ T.E. relax. nen gne δ -kopra. ang. none $\vec{h}$ u 9D-LL,
 Sobnestomni c pacpogledomem fudba u mcer. bug LL u mll G
 Kporeu λ 6 $\langle hh \rangle$ u λ 6 $\vec{R}$ ogno u to ace.

$$\text{Nogomna } \text{bosymomobos } \text{asambles } \text{Zagm } \chi_2(w) = \frac{M_s^2 V}{T} \int dx f_0(x) g(x, w) x$$

zge $g(x, w)$ ggeob. gup. gr. komplenom mneimom bozmymemem gr. FP.

$$\delta f_{(x,t)} = f_0(x) q(x, \omega) \frac{M_s V}{T} \Delta t_2(t), \quad \delta M_2 = \int dx \delta f(x, t) M_2 = M_2 \int dx x \delta f(x, t), \quad x = \cos \theta$$

$$\delta M_2 = M_s \left(\frac{M_s V}{T} \right) \Delta t_2(t) \int dx x f_0(x) q(x, \omega) \rightarrow \chi_2(\omega) = \frac{\delta M_2}{\Delta t_2(t)} = \frac{M_s^2 V}{T} \int_{-1}^1 dx x f_0(x) q(x, \omega)$$

$$\Delta t_2(t) = \Delta t_{20} \exp(-i\omega t)$$

Como $q(x, \omega)$ nos dá o equilíbrio, no equilíbrio, $f(x, t) = f_0(x) + \delta f(x, t)$ BFP eq.

$$(x) \left(\frac{d}{dx} + 2\alpha x + \frac{3}{2} \right) (1-x^2) \frac{dq}{dx} + \frac{2i\omega}{\Lambda_N} q = (1-x^2)(2\alpha x + \frac{3}{2}) - 2x \text{ -- para } q(x, \omega).$$

Nos vamos usar os valores de $\chi_2(\omega) = \chi_2(0) \sum_i \frac{A_i}{1-i\omega\Lambda_i^{-1}}$, Λ_i - C3 FP equation

quando $\frac{\omega}{\Lambda_i} = \omega \tau_i \ll 1$ low-frequency limit (long-time)

$$\chi_2(\omega) = \chi_2(0) \sum_n \frac{A_n}{1-i\omega\Lambda_n^{-1}} = \chi_2(0) \sum_n A_n [1+i\omega\Lambda_n^{-1}] = \chi_2(0) [1+i\omega\tau_{int}]$$

$$\tau_{int} = \left(\sum_n A_n \Lambda_n^{-1} \right)^{-1} \text{ -- integral relax. time, } \sum_n A_n = 1.$$

$$m_2 = \langle \cos \theta \rangle = \int dx x f_0(x) = \frac{2}{\pi} \ln 2 = B(3, a), \quad f_0 = \frac{1}{2} e^{-3x(x)/\lambda}$$

$$\frac{3}{2} x(x) = -3x - \alpha x^2, \quad \frac{3}{2} = \frac{HM_s V}{T}, \quad a = \frac{KV M_s^2}{T} = \frac{K_1 V}{T}$$

Diffusion (Neel) relaxation rate $\Lambda_N = \frac{1}{\tau_N} = \frac{2\gamma\lambda T}{V}$, $\lambda = \lambda_{LL}$.

quando $T \rightarrow \infty$ ($3, a \rightarrow 0$) $\frac{1}{\tau_{int}} = \Lambda_N + O(3, a)$

Observe eq. (xx) $\tau_{int} = \frac{2}{\Lambda_N B'} \int_{-1}^1 dx \frac{\Phi^2(x)}{(1-x^2)f_0(x)}$ e $\Phi(x) = \int_{-1}^x dx' f_0(x') [B(x') - x']$
(equação 7/VIII quando $3=0$)

Por. Curva τ_{int} : equ $m_2(t) = m_2(\infty) + [m_2(0) - m_2(\infty)] e^{-t/\tau}$

$$\frac{\Delta m_2(t)}{\Delta m_2(0)} = \frac{m_2(t) - m_2(\infty)}{m_2(0) - m_2(\infty)} = e^{-t/\tau}, \quad \text{ou } \int_0^\infty dt \frac{\Delta m_2(t)}{\Delta m_2(0)} = \int_0^\infty dt e^{-t/\tau} = \tau = \tau_{int}$$

i.e. τ_{int} dá a relaxação equ $m_2(t)$ em função de t exponencial - exponent $e^{-t/\tau_{int}}$ - equação 9q. exponencial.



quando $m_2(\infty) = 0$, $\int_0^\infty dt m_2(t) = \tau_{int} \cdot m_2(0)$, τ_{int} - tempo de relax. (Garamin)

Fig. 3 - Garamin PRB dá a $\tau(a, H)$ na equação 9q. (xx), que é a equação 1/VIII. $\frac{1}{\tau} = f_0 e^{-a(1-x)^2}$ equation.

para $\tau = \tau_{int}$ temos um valor de 0 go 2-3 pontos. B. Závachukin ou a u h. B. Závachukin ou o nome τ_N/τ_{int} . $\text{quando } T = 300K \text{ u } \frac{\tau_N}{\tau_{int}} \ll 1$.

Escaneado con CamScanner

$$\dot{\vec{m}} = \gamma \vec{m} \times \vec{H} - \frac{1}{\hbar} \vec{m} - \gamma \lambda \langle \vec{S} \times \vec{S} \times \vec{H} \rangle, \quad \vec{m} = \langle \vec{S} \rangle = \int d^3N \vec{N} f(\vec{N}, t)$$

→ Gorham - PRB '97, "FP and LLB equations for classical ferromagnets"

$$\dot{\vec{M}} = \gamma [\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}}] + L_1 \frac{(\vec{M} \cdot \vec{H}_{\text{eff}}) \vec{M}}{M^2} - L_2 \frac{\vec{M} \times \vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}}}{M^2}$$

$$\vec{H}_{es} = \frac{\partial F}{\partial \vec{M}(r)}, \text{ vgl. } F = \int d^3r \left[-\vec{H} \cdot \vec{M} + A(\nabla \vec{M})^2 + \frac{1}{8M_E^2} (\vec{M}^2 - M_E^2)^2 \right]$$

1.e. β $\mathbb{D}$ een gen. men ~ 1 , $\alpha \beta$ TDM een gen. buig $\sim \frac{1}{\bar{\chi}_n} (m^2 - m_e^2)^2$,
 voor een gaar Landau decomposition ($t \rightarrow T_c$) $F = F_0 + A m^2 + B m^4$, $A \sim \chi_n(T)$.

no N - Iron. to have chemical changes.

а при $t \rightarrow 0$ $H_c(T)$ имеет вид 

When $T \rightarrow 0$ A.N. equation reduces to van der Waals eq.

$$W_{\mu} T = T_m \ll T_e \quad m^{d/2}(T_m) \approx 1 \quad u \quad H_K(T_m) = \frac{1}{\gamma} H_C(T_m) \left[1 - \left(\frac{T_m}{T_K} \right)^{1/2} \left(\frac{25}{m^d(T_m)} \right)^{1/2} \right]^{-1}$$

$$H_K(T_m) = H_K(0) v m^{d-1}(T_m)$$

$$H_k(0) = \frac{H_c(T_m)}{\gamma m^{\alpha-1}(T_m)} \left[1 - \left(\frac{T_m}{T_k} \right)^{1/2} \left(\frac{25}{m^{\alpha}(T_m)} \right)^{1/2} \right]^{-1} - \text{группа } T_k, \text{ т.к.}$$

логарифм $H_c^{\text{calc}}(T_m) = \gamma H_k(T_m) h_c \left(\frac{T_m}{T_c}, \frac{T_k}{T_c} \right) = H_c^{\text{exp}}(T_m), T_m = 50 \text{ K}$.

$$H_c^{\text{calc}}(T_m) = \gamma \cdot \frac{2K_1(0)}{M_s(0)} m^{\alpha-1}(T_m) \cdot h_c \left(\frac{T_m}{T_c}, \frac{K_1(0)V}{kT_c} \right) = H_c^{\text{exp}}(T_m)$$

$\gamma = 0.85$ - разумно. $H_c^{\text{exp}}(50 \text{ K}) = 16.38 \text{ kOe}$.

логонка на $T_m = 50 \text{ K}$, $H_c^{\text{exp}}(50 \text{ K})$ и $T_c = 1233 \text{ K}$ где $K_1(0) = 1.238 \cdot 10^7 \frac{\text{erg}}{\text{cc}}$ (из TB)

Но с T_c связано. $h_c \left(\frac{T_B}{T_c}, \frac{T_k}{T_c} \right) = 0$, т.е. зависит не только от T_B (exp.), но и $T_k \sim K_1(0)$.

Фактически надо решить где логонка $K_1(0)$ и T_c связаны группой:

$$H_c^{\text{calc}} \left(\frac{T_m}{T_c}, K_1(0) \right) = H_c^{\text{exp}}(T_m) \text{ и } h_c \left(\frac{T_B}{T_c}, \frac{T_k}{T_c} \right) = 0$$

$$x = \frac{T_k}{T_c} = \frac{T_k}{T_B} \left(\frac{T_B}{T_c} \right) = \frac{K_1(0)V}{k_B T_B} \left(\frac{T_B}{T_c} \right); \quad y = \frac{K_1(0)V}{k_B T_B}$$

и $T_m \approx 50$ группа и T_m остается и где $\gamma H_k(0) = H_c(0)$ и $K_1(0) = 0.5 H_k(0) M_s(0)$

Рассчитаем $h_c \left(\frac{T_B}{T_c}, \frac{T_k}{T_c} \right) = 0$ с $K_1(0) = 1.238 \cdot 10^7 \frac{\text{erg}}{\text{cc}}$, что

$$x_B = \frac{T_B}{T_c} = 0.527 \text{ и фактически не изменяется и } \Rightarrow T_c = \frac{T_B}{x_B} = \frac{650 \text{ K}}{0.527} = 1233 \text{ K}$$

Ошибка: решая $h_c \left(\frac{T_B}{T_c}, \frac{T_k}{T_c} \right) = 0$ не учли, что $K_1(0) = 1.06 \cdot 10^7 \frac{\text{erg}}{\text{cc}}$. Тогда $x_B = T_B/T_c = 0.623$, т.е. получим T_c и наоборот.

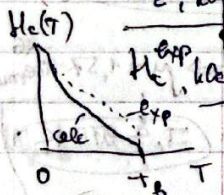
и $T_B = T_B^{\text{exp}}$ принцип. K уменьшено T_c . $T_c \sim K_1(0)V$

Рассчитаем $H_c(T_m, K_1(0), T_c) = 16.38 \text{ kOe}$ (exp. и $T_m = 50 \text{ K}$)

где $K_1(0) = 1.238 \cdot 10^7 \frac{\text{erg}}{\text{cc}}$ и что $K_1(0)$ фактически не зависит от T_c пока $T_m/T_c \leq 1$ ($T_m/T_c < 0.1$)

Остается решить $h_c \left(\frac{T_B}{T_c}, \frac{T_k}{T_c} \right) = 0$ где T_c . Найдем $T_c = 1034 \text{ K}$.

T_m	50	100	200	300	373	473	523	594	650
T, K									
$H_c^{\text{calc}}, \text{kOe}$	16.38	14.40	11.59	9.30	7.69	5.39	4.14	2.90	0
$H_c^{\text{exp}}, \text{kOe}$	16.38	15.18	12.88	10.98	9.83	8.19	6.60	4.66	0



Несмотря на логонку и $T_m = 50 \text{ K}$ корректно для вычисления $T < T_c$ - $H_c(T)$ некое. Вуно логонка и $T = T_B$ - некая.

→ Делен уравнен. логонку по A. N. equation:

$$H_c(T) = \gamma H_k(T) \left[1 - \left(\frac{ET}{K_1(T)V} \ln f_0 \right)^{1/2} \right], \quad K_1(T) = K_1(0) m^{\alpha}(T/T_c)$$

логонка $K_1(0)$ на $T_m = 50 \text{ K}$ где $K_1(0) = 1.240 \cdot 10^7 \frac{\text{erg}}{\text{cc}}$

Escaneado con CamScanner

$$H_2(T_m) = y_{H_2}(0) \left[1 - \left(\frac{T_m}{T_K} \ln 2 \right)^{1/2} \right], \quad \gamma_{H_2} \cdot m(T_m) \approx 1, \quad T_K = \frac{K_1(0)V}{k_B}$$

1) $D = 6 \text{ nm}$, $V = 282,7 \text{ nm}^3$. $E(T_c) = \frac{1}{N} \sum_j^N [H_c(T_j, T_c, k_{10}) - H_{c_j}^{\text{exp}}]^2$

 min ошибка - находим $E(T_c)$ при $T_c \approx 690 \text{ K}$ ($N=11$)

2) $D = 5.5 \text{ nm}$ (каж y Opepa) $V = 237.6 \text{ nm}^3$ газер $K_{(0)} = 1,269 \cdot 10^7 \frac{\text{erg}}{\text{cc}}$, $T_c = 725 \text{ K}$
($\mu_0 T_m = 50 \text{ K}$) $\mu_2 \text{ min } E(T_c)$

Разные T_c в Оценку имеют из-за и изменен $T_m = 50 \text{ K}$ где $K_1(0)$ погрешности.

Note: $D = 5.5 - 6 \text{ nm}$ A. - N. equation gives roughly $T_c \approx 400 \text{ K}$ - in problem, i.e. $T_c (C_{60}Pt_{20} \text{ bulk}) \approx 1100 - 1200 \text{ K}$.

Eine O/VII - Analyse von $T_d(\text{Co}_{30}\text{Pt}_{70})$ bei $T_b = 600 \text{ K}$ und hoheren $T_e \approx 1040 \text{ K} (!!)$
($M_0 M_2(\text{Co}) = 800 \text{ G}$)

Если еще один неконформный параметр — $M_2(0)$, он
выходит как product $M_2(0)V$ только в $\alpha(T)$.

→ Вершина в $A_n - B_n$ погрешке.

$\kappa_1(0) = 1,24 \cdot 10^7 \text{ erg/cc}$ no $T_m = 50 \text{ K}$ no $\varepsilon(T_c) \rightarrow \min$ near T_c

MCAD не чувствителен $\mu_c(r)$ к числу $T_c \approx 900 \text{ K}$, а $\mathcal{L}(T_c)$ там еще падает

Алгоритмы: а) Канонический $T = 594 \text{ K}$ give fitting, $f_2^{\text{exp}}(594 \text{ K})$
 б) извлечь $N_5(0)$

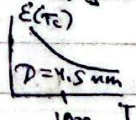
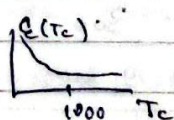
- a) fitting : $T = 594 \text{ K}$ gas $T_a = 3300 \text{ K}$ (nonsense)

fitting $\leftarrow T = 537 \text{ K}$ gaar $T_c > 3500 \text{ K}$ (nongase)

- 6) $M_2(0) = 1100 \text{ G} \Rightarrow T_c(A-M)$ уменьшается, $\varepsilon(T_c)$ - А-В не crosses small T_c
 $M_2(0) = 900 \text{ G} \Rightarrow T_c(A-M) = 710 \text{ K}$ - уменьш. T_c -||-
 $M_2(0) = 800 \text{ G} \rightarrow T_c(A-M) = 740 \text{ K}$ и crosses ε -||- $T_c(M)$

$\mu_c(\tau)$ заданно от $\mu = \mu_s(0)V$ комбинации, $\mu_s(0)$ число
спинов на нуклон, μ за електрон V . Число $\mu_s(0)$, нуклонна V

Yone $D = 5.0 \text{ nm}$ ges



т.е. погрн. измерения:
 $H_k(0), T_c$ и μ . (!)

→ Для А.Н. подгонки остановился на $M_3(0) = 800 \text{ Г}$, $\underline{D = 5,0 \text{ нм}} \Rightarrow \mu = 1,57 \cdot 10^{-16} \text{ Дж}$

Для первых μ мин на завис. $E(T_0)$ исчезает.

→ Далее - Атер.-В. подгонка: уменьш. r и приводит к новому r . $r_n(T_n, \alpha) = 0$

T_c - value of the temperature $T_c(T_0, p, x) = 0$ at which the volume $V = V_c(T_0, p, x) = 0$ is reached.

Fitting parameters: $H_K(\omega)$, μ & T_c

Равенство: При нагревании $H_c(T)$ возрастает на величину не $K_1(0)$ и V , а параметр $H_K(0) - \text{scale}$ г $H_c(T)$ и $\mu = H_K(0)V$ - максимум $H_c(T)$. От $H_K(0)$ и μ зависят значения a и b .

логич. параметр $H_c(T)$ сводится к T_c (при условии аде. предельн.
т.к. $H_c(0)$ можно подогнать по $H_c^{exp}(T_m)$, $T_m = 50 K$ - const temp. limit
уравнения $H_c(T_m) = \gamma H_c(0) \left[1 - \left(\frac{T_m 25.3}{T_c} \right)^{1/2} \right]$, $T_k = \frac{1}{2} \frac{H_c(0) M_s(0) V}{k_B}$
то параметр логич. $H_c(T)$ свод. к μ и T_c . Это не очень точно,
т.к. $H_c(0)$ не зависит от $\mu = M_s(0) V$ и только при $T_m \rightarrow 0$ эта зависимость отсутствует.
Вывод: low-T H_c^{exp} при $T = 5$ или $10 K$ - скажем XIAOWEI.

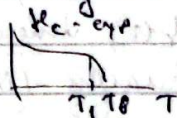
Br. fit - Алгоритм: задаем μ , находим $H_c(0)$, затем находим T_c из
of fitting $H_c(T)$ условия $\epsilon(T_c) \rightarrow \min$.

Это требует где A-N. eq.; где B. eq. сводн., $\epsilon(T_c)$ падает с T_c
а наим. T_c MSD не может (D=5nm) сводить, особенно при малых μ .

H_c падает с μ в уравн. Brown. eq. $H_c(T=const)$ падает с $T_c \uparrow$.
($r=const$)

Если $T=const$, то можно выполнить $H_c^{calc}(T, \mu, T_c) = H_c^{exp}(T)$ для μ и T_c .
Увеличение μ дает падение T_c и наоборот.

Берем $T_1 = 594 K$



т.к. логич. по $H_c(T_2) = 0$ и T_2
даст миним. значение T_c (D=7nm, $M_s(0)=1000$)

Если не T_c уменьшится (погрешн. T_2), уменьш. μ , то
 $H_c^{calc}(T) < H_c^{exp}(T)$ всюду кроме $T=T_m$ и $T=T_2$ fitting points.
ал. T. е. μ надо уменьшать для нормального fit.

Не берем $T_2 = 650 K$ - экстр., а так как $\epsilon(T_c)$ - неогр. где Br. equation
не падает, то погрешн. по $T_1 = 594 K$.

→ Fitting по Br. equation для $D = 6.2 nm$, $\mu = 363 \cdot 10^5 nm^3 \rightarrow 3.92 \cdot 10^4 \mu_B$.

$M_s(0) = 1 \cdot 10^3 G$, $k_1(0) = 1.20 \cdot 10^7 erg/cc$, $T_c = 1166 K$. ($\mu_B = 9.27 \cdot 10^{21} emu$)

Сопостав с $H_c(T) exp.$ хорошо в T, за исключением T_2

Calcs и предсказывают разрыв в $T_2 = 746 K$. ($T_2 - exp. = 650 K$ вогнуто
наверху)

Возм. $\beta = \left(\frac{2}{1+2\epsilon} \right) \frac{\gamma H_c(0)}{f_0 \sqrt{\pi}}$, $H_c(0) = \frac{1}{\gamma} H_c(0) = \frac{1}{0.85} 18.2 = 21.4 kG$

$\mu_B = 0.01$, $\beta = 0.01 \left(\frac{\gamma}{2\pi} \right) \frac{2\pi \cdot H_c(0)}{1 GHz \sqrt{\pi}} \approx 2.28$, $\gamma = \frac{T_k}{T_c} = \frac{k_1(0) V}{k_B T_c} = 24.4$ при $T_c = 1166 K$.

→ Особенности на $\beta = 2$. Это уже уменьш. D или разрывом T_c .
Fitting CoPt - $H_c(T)$: $D = 6.9 nm$, $M_s(0) = 1 \cdot 10^3 G$, $k_1(0) = 1.207 \cdot 10^7 erg/cc$
 $T_c = 1208 K$. large D means интерн. как "collective" switching (vs grain)
Таким образом, $T_2 = 746 K$, можно знать α of CoPt grains.
(damping)

19/VIII Vincenzo & Vincenzo & Ann MAP - new analysis.

$H_c(T)$ → Exchange & Andreas $H_c(T)$ of CoPt & simple exchange $\propto \frac{1}{T}$ & $H_c(T)$.

Grain magnet coupling & MFA & $f(V)$ grain size distribution.

H_c → physical exchange $H_c(T)$ after line, T comes down to Andreas exchange:

- 1) damping $\alpha(T)$ increasing with T
- 2) current reversal mode transition: coherent to incoherent

transformation Andreas papers by Parkher - Sheliomis 1970 JETP in CMU.

MAP evaluation → Volume of my MAP evaluation (Ray shot), exchange also Roy, a volume exchange with Roy my internal Segate's proposal on HAMR (very famous as was MAP Goals for FR'04). Left dots (Hanson Swaberg) Roy re exchange exchange to new MAP, a known. was general. paper. Roy's specific exchange give also volume of Garamin's papers & influence any parameters of the $H_c(T)$ fitting for CoPt-I media (nevertheless any other fitting $H_c(T)$ using Brown's eq. for H_c) He has left/Perh & MAP correction (because influence any plan no more idea)

Henceforth progress rep. 28 Aug. 6-19: $H_c(T)$ -CoPt, Perh/Perh, a new $H_c(T)$ review.

20/VIII → Basic CoPt media, no & Klaus & Bader connection gives much SO/SC re 2 2002.

Zanovoni & no more PR. Zanovoni & other Charlotte van. over no travel ICMPS-Madrid/ICM-Roma.

21/VIII Vincenzo Mesnoby & fourfold anisotropy.

Carbon influence grain anisotropy new exp. data on 10×10 nm squares - SW measurements by Hicken.

Home

$H_c(T)$ - description of CoPt, FePt granular (grain) arrays.

1) Zero magnetostatic coupling energy Zeeman & MFA, $H_d^{int} \sim \langle M_z \rangle$ re volume grain $H_c(T)$, o.k. re superparamagnetic $H_c = H_c$, $H_d^{int} \langle M_z \rangle = 0$, zero torque for superparamagnetic MFA.

2) grain current H_c - longitudinal (grain M_z) magnetization in Brown - relaxation of M_z ensemble averaged w.r. to thermal field.

Wozniak by α (damping) zero re anisotropy, $H_c \sim \alpha$. Beggs then

- $\alpha \frac{dH_c}{dT}$ to go in LIG model which depends on thermal field, exchange both. H. of grain re thermal field & see $\langle h \rangle = 0$, $\langle h(t)h(0) \rangle \sim \delta(t)$.

$$\rightarrow \frac{1}{f\omega T} = \beta \sqrt{\alpha} \sqrt{\frac{T_c}{T}} m^{2\alpha-1} (T/T_c) (1-h^2) \left[(1+h) e^{-a(1+h)^2} + (1-h) e^{-a(1-h)^2} \right] -$$

- long. relaxation, $\beta = \left(\frac{\alpha}{1+\alpha^2} \right) \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{\delta H_K(0)}{f_0}$, $\alpha = \frac{T_K}{T_c} = \frac{K_1(0)V}{k_B T_c}$, $K_1(T) \sim m^2(T)$,
 $a = a(T, \alpha) = \alpha \frac{T_c}{T} m^2(T/T_c)$.

Scale $\frac{1}{T}$ against $\beta \sqrt{\alpha}$. Two fitting parameters or 18/VIII
 $\beta = 2.28$, $\alpha = \frac{T_K}{T_c} = \frac{3.271 \cdot 10^4 \text{ K}}{1208 \cdot 10^3 \text{ K}} = (5.20)^2$. T.e. $\beta \sqrt{\alpha} = 2.3 \cdot 5.20 = 12.0$

Then can be A.N. eq. $\frac{1}{f\omega T} = 1 \cdot e^{-a(1-h)^2}$ error approx. = 1.

β increases due $\alpha = 0.01$ ($H_K(0)$ supercon. exp. data is unknown) -

- scale $\frac{1}{f\omega T}$ against torque or α - damping.

So supercon. current PMR $\Delta H = \frac{2d\omega}{f}$, $\frac{\omega}{f} \approx 3 \text{ kOe}$ for 9 GHz,
 normally $d = 0.01$ so $\Delta H = 0.01 \cdot 6 \text{ kOe} \approx 60 \text{ Oe}$ - too big.

Eq. of motion

Рассм. Garanin - PRB '97 (ar. 14/VIII).

УД. $\omega \ll T \lesssim T_c$. $\vec{H}_{eff} = -\frac{\delta F}{\delta \vec{M}} = \vec{H} + \frac{1}{g_{\perp}^2} \nabla^2 \vec{M} + \frac{\partial}{\partial \vec{M}} (-1) \frac{1}{8M_e^2 \chi_{\parallel}} (M^2 - M_e^2)^2$

$\frac{1}{g_{\perp}^2}$ (Garanin) = d в новых обозначениях, где $A = \frac{1}{2} \alpha M_s^2$ - ex. stiffness

$$\frac{\partial}{\partial \vec{M}} f(M) = \frac{\partial f(M)}{\partial M} \frac{\vec{M}}{M}, \quad \vec{H}_{ef} = \vec{H} + d \nabla^2 \vec{M} - \frac{1}{8M_e^2 \chi_{\parallel}} 2(M^2 - M_e^2) 2M \frac{\vec{M}}{M}$$

$$\vec{H}_{ef} = \vec{H} + d \nabla^2 \vec{M} - \frac{1}{2M_e^2 \chi_{\parallel}} (M^2 - M_e^2) \vec{M}$$

$$\frac{1}{M^2} (\vec{M} \cdot \vec{H}_{ef}) \vec{M} = \frac{\vec{M}}{M^2} \left[\vec{M} \cdot \vec{H} + d \vec{M} \cdot \Delta \vec{M} - \frac{1}{2M_e^2 \chi_{\parallel}} (M^2 - M_e^2) M^2 \right] =$$

$$= \left(\frac{\vec{M} \cdot \vec{H}}{M^2} \right) \vec{M} + d \frac{\vec{M}}{M^2} (\vec{M} \cdot \Delta \vec{M}) - \frac{\vec{M}}{2M_e^2 \chi_{\parallel}} (M^2 - M_e^2) = \left[\frac{\vec{M} \cdot \vec{H}}{M^2} + \frac{d}{M^2} (\vec{M} \cdot \Delta \vec{M}) - \frac{(M^2 - M_e^2)}{2M_e^2 \chi_{\parallel}} \right] \vec{M}$$

Orthogonal relax. then $\vec{H}_{ex} = -\frac{1}{2\chi_{\parallel}} \left(\frac{M^2}{M_e^2} - 1 \right) \vec{M}$ в $[\vec{M} \times \vec{H}_{ef}]$ always neg.

$$\vec{M} \times \vec{M} \times \vec{H}_{ex} = \vec{M} (\vec{M} \cdot \vec{H}_{ex}) - \vec{H}_{ex} M^2 - \dots \text{orthogonal relaxation near } T_c.$$

→ Почн. Garanin D. "New int. relax. time..." Eur. Ph. Lett. 48, 486 (1999).

or Dem'ian S.I. "Long-range order..." PSS 41, 1672 (1999).

or Coffey W.T. "Precessional effects..." PRB 64, 012411, 2001.

or Kennedy E. "Relaxation times..." Adv. Chem. Phys. 112, 211 (2000).

Klik I. "Eigenvalue spectrum..." JMMM 182, 335 (1998)

Storckin B. Sov. Phys. Crystallogr. 30, 489 (1985)

→ 22/VIII Expense report. Over upgr. unib. disclosure no reading in PRB double-l. media.

25/VIII

DW wires

Papers (JCM, JCMPS) by J. Stankiewicz and A. Himeno
no domain wall nucleation/propagation in thin magnetic wire.

Y Himeno gives FeNi wires ($w=0.5 \mu\text{m}$, $L=5 \mu\text{m}$) $H_{sw} \sim 100 \text{ Oe}$ (300K) -
- have crafted geometric DW. no motion triggered by field pulse

$$H_{sw} = 200 \text{ Oe} \text{ at } \Delta t = 100 \text{ ns.}$$

Quantum, all electron and 2-magnon mechanism

y E. Simanek, B. Heinrich. PRB 67, 144418 (2003), Gilbert damping in MLs

e-mech N/F/N. y Simanek Δ_{LLG} uz. za kovan. mehan. chod.

$$G = \gamma M_s \Delta_{LLG}, \quad G \sim J^2, \quad J - s-d \text{ exchange coupling constant}$$

$$\text{Simanek ensemble } G \propto 10^8 \text{ s}^{-1} \text{ um } \Delta_{LLG} = \frac{10^8 \text{ Hz}}{3 \cdot 10^3 \frac{\text{Hz}}{\text{kOe}} \cdot 1.7 \text{ kOe} \cdot 2\pi} \approx 3.3 \cdot 10^{-3}$$

$$(\gamma/2\pi) \approx 3 \text{ GHz/kOe}$$

$$\text{T.e. Otsenka } G \text{ Fe } \Delta_{LLG} = 3.3 \cdot 10^{-3} \text{ um } \Delta H = \frac{2 \Delta_{LLG} \omega}{\gamma} = 7 \cdot 10^{-3} \cdot 3 \text{ kOe} \approx 20 \text{ Oe}$$

Koch gives G (G/G) Δ_{LLG} never both volume (page 2).

2) 2-magnon mechanism Due 2-magnon scattering (typ. mekav) umfina umm FMR

$$\Delta H \sim \frac{H_p^2}{M_s}, \text{ zhe } H_p - \text{cr. kv. } H_p \text{ pole neognoznoschi. Otsenka } \Delta H$$

Simanek zaburaz at time nat-neognoznoschi (beurmen H_p). $\Delta H \sim 10-100 \text{ Oe}$

T.e. Δ_{LLG} (2-magnon) $\sim 10^{-3}-10^{-2}$. Ternee strygnu.

→ Burzog: e-mechanism u 2-magnon mechanism of damping in ferromag. metals nazo rassu, obozrechenno, burzog chaburaz.

Obozr chabur, no YD u relaxation, $\chi(\omega)$ zhe nazyvay rassu.
Zenne paper b Garcia-Palacios - PRB '98.

26/VIII

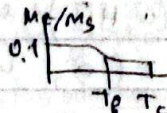
 $H_c(T, t)$

Ducayenne c U. Nowak u Ray buga $H_c(T, t)$ u rassu
Brown, Coffey, Garanin, Aharoni no relaxation τ_{II} in ensemble

of superparamag. particles u HAMK problem (oxlansenie

or $T \approx T_c$ b more $H \sim 10 \text{ kOe}$ co obozrenno $\sim 500 \text{ kOe}$ go room T,

um rassu $\frac{M_z}{M_s}$. $T_b \approx T_c$ goverence za $\Delta t \sim 20 \text{ ps}$, M_z zamerpazet
- Superparam. trap) $\frac{M_z}{M_s} \sim 0.1$



Zagov M_z of array of non-interacting particles $\uparrow \downarrow$, a.k.

um zamerpazet b npryazhennoy napyeburmenex (snapshot of high

+ state), to u relaxation u paburazet. M_z um T $\approx 300 \text{ K}$ nomen

Esse χ'' ze breme $t \sim 1 \text{ ns} \ll \tau_{II}$ (300 K). U obozrenno nomen
um T 300 K nomen nomen $M_z \sim 0.8-0.9 M_s$ (T=300).

Review: возрастающие и уменьшающиеся частоты (longitudinal and transverse, T_1, T_2 relaxation times, $J_{\perp}(\omega)$, $H_c(T, T)$) or Brown' PR'1963 go Coffey - JMMM'2003

Authors: Brown, Kubo, Akharoni, Raikher-Shliomis, Garanin, Coffey-Kalmykov, Denisov, Chantell-Lyberatos, Garcia-Palacios

Where Eq. give $J_{\perp}(\omega, T)$ by Raikher-Shliomis (JETP'1975) or Eq. (D14) in Garcia-Pal. PRB'98 with $\delta = k_B V / kT \gg 1$

$$S_2(\delta) = \frac{3}{2} \left[\frac{e^{\delta}}{\delta^2} - \frac{1}{2\delta} \right] - \frac{1}{2}, \quad Z(\delta, h=0) = \frac{e^{\delta}}{\sqrt{\delta}} 2 D(\sqrt{\delta})$$

$D(x)$ is the Dawson integral, with $x \gg 1$ $D(x) \approx \frac{1}{2x}$

$$\lim_{\delta \rightarrow 1} \frac{Z(\delta)}{\sqrt{\delta}} = \frac{e^{\delta}}{\sqrt{\delta}} 2 \frac{1}{2\sqrt{\delta}} = \frac{1}{\delta} e^{\delta} \rightarrow S_2(\delta) = \frac{3}{2} \left[\frac{e^{\delta}}{\delta^2} - \frac{1}{2\delta} \right] - \frac{1}{2} = 1 - \frac{3}{4} \frac{1}{\delta}$$

$$\lambda_a = \frac{2 + S_2}{1 - S_2} \approx \frac{3}{\frac{3}{4}\delta} = \frac{4}{\delta}, \quad \lambda_b = \frac{2\delta}{3} \frac{2 + S_2(-\frac{\delta}{2})}{S_2} \approx 2\delta$$

$$\lambda_c = \frac{1}{\lambda^2} \frac{6\delta S_2}{1 - S_2} = \frac{1}{\lambda^2} \frac{6\delta}{\frac{3}{4}\delta} = \frac{8}{\lambda^2}$$

$$\lambda_a \lambda_b + \lambda_c = \frac{4}{\delta} \cdot 2\delta + \lambda_c = 8 + \frac{8}{\lambda^2} = 8 \left(1 + \frac{1}{\lambda^2} \right)$$

$\omega_0^2 = \frac{1}{4} \frac{1}{\tau_N^2} (\lambda_a \lambda_b + \lambda_c)$ governs fast recovery FMR (with $H=0$), i.e. $\omega \sim k_1$

Due to $S_2(\delta)$ and $\lambda_a, \lambda_b, \lambda_c$ have some values.

и, кроме того, надо помнить $\text{Im } J_{\perp}(\omega, T)$ из формулы Raikher-Shliomis.

$$J_{\perp}(\omega, T) = \frac{1 + i\omega\Gamma_1}{1 - \omega^2/\omega_0^2 + i\omega\Gamma_2} = \frac{(1 + i\omega\Gamma_1)(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2} - i\omega\Gamma_2)}{(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2})^2 + \omega^2\Gamma_2^2}$$

$$\text{Im } J_{\perp}(\omega, T) = \omega \frac{\Gamma_1(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}) - \Gamma_2}{(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2})^2 + \omega^2\Gamma_2^2}, \quad \Gamma_2 = 2\tau_N \frac{\lambda_a + \lambda_b}{\lambda_a \lambda_b + \lambda_c}, \quad \text{ФМР при } \omega \approx \omega_0.$$

SPM

$J_{\perp}(\omega, T)$ Note: eq. for $J_{\perp}(\omega, T)$ by Raikher-Shliomis'75 where give $\delta \gg 1$

и не очень малое damping λ . Если damping $\lambda \rightarrow 0$, то есть

тогда получаем by Garanin'90 где $J_{\perp}''(\omega, H, T)$ имеет максимум

$$J_{\perp}''(\omega) \neq 0 \text{ вблизи центра лосса } (\tilde{\omega} - \tilde{\gamma})^2 \leq (2\tilde{\gamma})^2, \quad \tilde{\omega} = \frac{\omega}{\gamma} \frac{m}{kT}$$

$$\tilde{\gamma} - 2\delta \leq \tilde{\omega} \leq \tilde{\gamma} + 2\delta, \quad \delta = \frac{kV}{kT}, \quad \tilde{\gamma} = \frac{mH}{kT} \Rightarrow H - H_A \leq \frac{\omega}{\gamma} \leq H + H_A$$

$$\frac{1}{\omega} J_{\perp}''(\omega) \sim \exp\left(-\frac{\tilde{\omega}^2 - \tilde{\gamma}^2}{4\delta}\right), \text{ по формуле } \left| \tilde{\omega} J_{\perp}''(\omega) \right| \text{ при } \delta \gg 1. \text{ Здесь } \omega_0 = \gamma(H + H_A) - \text{ФМР лосса (H=0).}$$

т.е. ширина пика $J_{\perp}''(\omega)$ имеет отношение к damping не имеет, ширина симметрична относительно H_A - порога.

27/VIII → Group meeting.

Bryst reports various biomimetic Znarene (cyclic bi-weekly no oxygen. gene), hydrogen + some reduction of 6 enzyme. Carbon nanotube membrane (20% → 15%). DFSS - 10%.

Internal report - v. Kony of September.

Craton - Abstracts necessary to M. Arnold (Library) Gene Blegen's database. Internal reports - some.

Hago generate transfer functions (likely $H_c(T)$).

[input → $\frac{B_{0.2}}{B_{0.2}}$ → output] - dynamic transfer function.

Datab transfer functions in bi-weekly reports.

16/in²

Perp.:

Roy's MAPs

- "nano" magnetic model (RHO, Minnesota)
- Support for media characterization (CPT)
- thermal stability

HAMR:

- SPM trap, - energy transfer and damping
- thermostability, reduction of Twisting, composite media, switching speed

SOMA: order/disorder in RPT, Support for media experiments

Advanced techniques: (quantum approaches) damping, large angle reversal (D. Z. Yegorov LLG), energy barrier calculations, atomistic models

Za v. Yegorov LLG / Mag. dynamics far from equilibrium

Innovations, knowledge, papers, inv. disclosures, abstracts, conf- organization

→ $\Lambda, \xi, \tau, \tau_c (T \geq T_N)$, $\tau_{N-1} \sim 10$ ns, $\tau_{N-1} \sim 1$, $T_N = 0.1 - 0.01$ ns $\sim 10^{-12}$ s.

→ Danyou & Nowak & Chantrell on $H_c(T)$ - CPT, RPT. $\tau_{(Nowak)} = 10^{-12}$ s. $\tau_{(Nowak)}$ LLG.

Roy gen line no paper $H_c(T)$ - CPT, paragonizing exp. w/ $T > T_b$ Zmesno.

Uli Grabmbau $H_c(T)$ no Shavrock-eg. (Neel- V_c) & Zmesno

LD process. Corrosion processes. Some progress exp. to

increase scale $H_c(0)$ more progress progress corrosion.

Note: - Danyou & Nowak - $H_c(T)$ data - Danyou & Uli - LD calcs, Hago. Danyou K_{RPT} Hago - Danyou (D=2-3 nm). Over Danyou Hago - paper.

После Oxane a, c - нап. ренески FePt и FeRh, а также значения $K_1(0)$, $M_s(0)$, S , T_c , которые а характеризуют гомогенный ферромагнетик.

Reversal in elongated particle - $K_1 = f(z)$

Оценка функции локализации т. reversal mode in wire

В области L $K=K'$ (soft), в области h (hard) $K=K$.

$$\theta(z) \sim e^{-z/3} \quad u_3 = \frac{2A}{(K-K')L}, \quad \} = \frac{2 \cdot 10^{10} \text{ erg/cm}}{1 \cdot 10^7 \frac{\text{erg}}{\text{cc}} \cdot 2 \text{ nm}} \approx 100 \text{ nm} \gg t = 10-15 \text{ nm}$$

[Skomski et al. PRB 62, 3900 (2000)]

т.е. transverse мода где $L \sim 2 \text{ м}$ локализована

Две ее попарных $\Delta g_0 \approx t/2$ и t .

$$\frac{2}{3} (L = 15 \text{ nm}) \approx 15 \text{ nm} \cong t$$

соев. перемалыванию SPM материала
(и cooking)
заготов.

7. Но чаще больше 4

(кану liberatos) и авт. гурани

28/VIII $H_c(T, t)$ — Garamin'96 — τ_{int}
 Нормальное свойство Garamin'a же инт. времени релаксации
 τ_{int} — [Garamin'90, Garamin'PRB'96] же означая $H_c(T)$ со шт.

$$\tau_{int} = \frac{2}{\sqrt{B'}} \int_{-1}^1 \frac{dx}{1-x^2} \frac{\Phi^2(x)}{f_0(x)}, \quad \Phi(x) = \int_{-1}^x (B-x') f_0(x') dx'$$

$$B = B(a, \xi), \quad B' = \frac{dB(a, \xi)}{d\xi}, \quad B(a, \xi) = \frac{1}{Z} \frac{dZ(a, \xi)}{d\xi}, \quad Z(a, \xi) = \int dx e^{\xi x + a x^2}$$

Def. $a = \kappa_s V / kT$, $z = M_s v H / kT$, $\beta = 2a h$, $h = H / H_k$

$$Z(a, h) = \int_{-1}^1 dx e^{a(x^2 + 2hx)} \quad , \quad B(a, h) = \frac{d \ln Z(a, h)}{dh} \left(\frac{1}{2a} \right) \quad , \quad B'(a, h) = \frac{1}{(2a)^2} \frac{dB(a, h)}{dh}$$

$$\frac{1}{h_N} = T_N \quad \text{Incr. power}$$

Thun. paves

газ при $H=0$: $\frac{\tau_N}{H} \leq 0.4$

t.e. $\tau \geq \frac{1}{0.4} \tau_N = 2.5 \tau_N$ gas

Т по ф. Бренна ($a \gg 1$)

ho poprawne Geranina $\frac{T_N}{T} \leq 1$, t.e. $T \geq T_N$.

$$\tau_N = \frac{M_S V}{28 kT} \left[\frac{\alpha}{(1+\alpha^2)} \right]^{-1} \approx \frac{10^3 \text{ G} \cdot 14 \cdot 10^{21} \text{ cm}^3 \cdot 10}{4\pi \cdot 3 \text{ GHz} \cdot 14 \cdot 10^{26} \text{ erg} \cdot 3 \cdot 10^2 \text{ K}} \left(\frac{\alpha}{1+\alpha^2} \right)^{-1} = \frac{10^{-17}}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^{-14} \frac{10^9 \text{ Hz}}{10^3}} \left(\frac{\alpha}{1+\alpha^2} \right)^{-1}$$

$$= \frac{1}{4\pi \cdot 9} 10^{-9} \text{ s} \left(\frac{\alpha}{1+\alpha^2} \right)^{-1} = 10^{-11} \left(\frac{\alpha}{1+\alpha^2} \right)^{-1} \text{ s}, \text{ i.e. } \tau_N(\alpha=1) = 2 \cdot 10^{-11} \text{ s} \quad (D=3 \text{ nm})$$

So que que $D = 4 \mu m$ $\tau_N = 5 \cdot 10^{-11}$

$T_N(T) = \frac{M_s(T)V}{2kT} \frac{\alpha}{1+\alpha^2}$

$T_H(t)$ быстро падает с T_H -за $M_2(T)$ негнущ.

Умень $\tau_{int}(a, h)/\tau_N \rightarrow$ безразмерная $\tau_{int}(a, h)$ в eq. τ_N .

Т.е. в процессе $H_2(T)$ от $11/VIII$ надо $T(a, h) \rightarrow T_{int}^{-1}(a, h)$ и переместить

yp-e na h: $\frac{1}{fot} = \frac{1}{fot_N} \cdot T_{int}^{-1} [a(T), h]$, oroga $H_c(T, t) = h_c \cdot H_k(T)$
 $t = T$ u $t \approx 10^2 s$ - vrens. yonshenn

$1/\sqrt{\epsilon}$ Guram PRB'97. УД пропорционален в МРА. *New equation of motion of $\vec{M}$ ($T \rightarrow T_c$)*
 УД $\vec{m} = \langle \vec{s} \rangle_{\text{по крм и крм осей равновесия}} (\vec{z} \approx \vec{z}_0)$:

$$\left(\vec{m} = \gamma \vec{m} \times \vec{H} - \Gamma_1 \left(1 - \frac{\vec{m} \cdot \vec{m}_0}{m^2} \right) \vec{m} - \frac{\Gamma_2}{m^2} \vec{m} \times \vec{m}_0 \times \vec{H} \right), \text{ если только } \delta \epsilon = -\mu_0 \vec{H} \cdot \vec{S} \text{ — замен.}$$

$\vec{H}$ заменен (МРА) на $\vec{H} + \vec{H}_{\text{ex}}$. $H_{\text{ex}} = H_E + H_{\text{noni}}$

$$\vec{m} = B(\xi) \frac{\vec{z}}{\xi} \text{ и } \vec{m}_0 = B(\xi_0) \frac{\vec{z}_0}{\xi_0}, \quad \vec{z}_0 = \mu_0 \frac{\vec{H}}{T} \quad \text{Аномалии миссии}$$

по расч. как const, $|\vec{z}|=1$, т.е. ориентации $(\vec{m} - \vec{m}_0)$, $(\vec{z} - \vec{z}_0)$ — результат

устройства по аналогии $m = B(\xi)$, $\xi = \frac{\mu_0 H}{T}$. $(m - m_0) \sim \chi_H$

А где $\mu_0(T)$ зависит?

$$H_{\text{MFA}} = H_E + H', \quad \vec{H}' = \vec{H} + \frac{J_0}{\mu_0} \Delta \vec{m}, \quad \vec{H}_E = \frac{J_0}{\mu_0} \vec{m}, \quad \vec{H}_H = \frac{J_0}{\mu_0} \vec{m} + \vec{H}'$$

$$|\vec{m}| = B(\beta \mu_0 H_{\text{MFA}}) = B(\beta \mu_0 (H_E + H')) = B(\beta \mu_0 H_E) + B'(\beta \mu_0 H_E) \beta \mu_0 H' \quad B' = \frac{dB(\xi)}{d\xi}$$

VB Если $\frac{H'}{H_E} \ll 1$, то может появиться крм $T \rightarrow T_c$, $m_0(T_c) \rightarrow 0$.

$$\vec{m}_0 = B(\xi) \frac{H_{\text{MFA}}}{H_{\text{MFA}}}, \quad \vec{m} \cdot \vec{m}_0 = B(\xi) \frac{\vec{m} \cdot \vec{H}_H}{H_H}, \quad B(\xi) = B(\xi_E) + B'(\xi_E) \beta \mu_0 H'$$

$$\Gamma_1 \left(1 - \frac{\vec{m} \cdot \vec{m}_0}{m^2} \right) = \chi_N \frac{B(\xi)}{\xi B'(\xi)} \left[1 - B(\xi) \frac{\vec{m} \cdot \vec{H}_H}{m^2} \right] = (\dots) \left[1 - \frac{B(\xi)}{m^2} \frac{J_0 \mu_0 m^2 + \vec{m} \cdot \vec{H}'}{H_H} \right]$$

$$\frac{B(\xi)}{\xi B'(\xi)} = \frac{B(\xi_E) + B' \beta \mu_0 H'}{\beta \mu_0 (H_E + H') [B'(\xi_E) + B''(\xi_E) \beta \mu_0 H']} = \frac{B(\xi_E)}{\beta \mu_0 H_E B'(\xi_E)} \frac{[1 + \frac{B'}{B} \beta \mu_0 H']}{(1 + \frac{H'}{H_E}) [1 + \frac{B''}{B'} \mu_0 \beta H']} =$$

$$= \frac{B}{\xi_E B'} \left[1 + \frac{B'}{B} \beta \mu_0 H' \right] \left[1 - \frac{H'}{H_E} \right] \left[1 - \frac{B''}{B'} \mu_0 \beta H' \right] = \frac{B}{\xi_E B'} \left[1 + \frac{B'}{B} \beta \mu_0 H' - \frac{H'}{H_E} - \frac{B''}{B'} \mu_0 \beta H' \right] =$$

$$= \frac{B}{\xi_E B'} \left[1 + \left(\frac{B'}{B} \beta \mu_0 - \frac{1}{H_E} - \frac{B''}{B'} \mu_0 \beta \right) H' \right]$$

$$\frac{\vec{m} \cdot \vec{m}_0}{m^2} = \frac{B(\xi)}{m^2} \frac{J_0 \mu_0 m^2 + \vec{m} \cdot \vec{H}'}{H_E + H'} = \frac{B(\xi_E) + B' \beta \mu_0 H'}{H_E + H'} \left(\frac{J_0}{\mu_0} + \frac{\vec{m} \cdot \vec{H}'}{m^2} \right) = \frac{B}{H_E} \frac{J_0}{\mu_0} \left(1 - \frac{H'}{H_E} \right) \left(1 + \frac{B'}{B} \mu_0 \beta H' \right) \times$$

$$+ \left(1 + \frac{\mu_0}{J_0} \frac{\vec{m} \cdot \vec{H}'}{m^2} \right) = \frac{B}{m} \left[1 - \frac{H'}{H_E} + \frac{B'}{B} \mu_0 \beta H' + \frac{\mu_0}{J_0} \frac{\vec{m} \cdot \vec{H}'}{m^2} \right], \quad \frac{B'}{B} \beta \mu_0 - \frac{1}{H_E} = \frac{B'}{B} \beta \mu_0 - \frac{\mu_0}{J_0 m} =$$

$$= \frac{\mu_0}{B} \left(\beta B' - \frac{1}{J_0} \frac{B}{m} \right)$$

$$\rightarrow \frac{1}{\chi_N} \Gamma_1 \left(1 - \frac{\vec{m} \cdot \vec{m}_0}{m^2} \right) = \frac{B(\xi_E)}{\xi_E B'} \left[1 + \left(\frac{B'}{B} \beta \mu_0 - \frac{1}{H_E} - \frac{B''}{B'} \mu_0 \beta \right) H' \right] \left\{ 1 - \frac{B}{m} \left[1 - \frac{H'}{H_E} + \frac{B'}{B} \mu_0 \beta H' + \frac{\mu_0}{J_0} \frac{\vec{m} \cdot \vec{H}'}{m^2} \right] \right\} =$$

$$= \frac{B}{\xi_E B'} \left[1 - \frac{B}{m} + \left(1 - \frac{B}{m} \right) \left(\frac{B'}{B} \beta \mu_0 - \frac{1}{H_E} - \frac{B''}{B'} \mu_0 \beta \right) H' - \frac{B}{m} \left(1 - \frac{H'}{H_E} + \frac{B'}{B} \mu_0 \beta H' + \frac{\mu_0}{J_0} \frac{\vec{m} \cdot \vec{H}'}{m^2} \right) \right] =$$

$$= \frac{B}{\xi_E B'} \left[1 - \frac{B}{m} + \left(\frac{B'}{B} \beta \mu_0 - \frac{1}{H_E} - \frac{B''}{B'} \mu_0 \beta \right) H' - \frac{B}{m} \left(2 \frac{B'}{B} \mu_0 \beta H' - 2 \frac{H'}{H_E} - \frac{B''}{B'} \mu_0 \beta H' + \frac{\mu_0}{J_0} \frac{\vec{m} \cdot \vec{H}'}{m^2} \right) \right]$$

$$\frac{1}{\chi_N} \Gamma_2 \frac{\vec{m} \times \vec{m} \times \vec{m}_0}{m^2} = \frac{\Gamma_2}{\chi_N} \frac{1}{m^2} \left[\vec{m} (\vec{m} \cdot \vec{m}_0) - \vec{m}_0 m^2 \right] = \frac{\Gamma_2}{\chi_N} \left[\frac{\vec{m} (\vec{m} \cdot \vec{m}_0)}{m^2} - \vec{m}_0 \right]$$

$$\frac{\vec{m}}{m^2} (\vec{m} \cdot \vec{m}_0) - \vec{m}_0 = \frac{\vec{m}}{m} B \left[1 - \frac{H'}{H_E} + \frac{B'}{B} \mu_0 \beta H' + \frac{\mu_0}{J_0} \frac{\vec{m} \cdot \vec{H}'}{m^2} \right] - \vec{m}_0$$

$$\vec{m}_0 = B(\xi) \frac{\vec{H}_M}{H_M} = B(\xi) \frac{J_0 \mu_0 \vec{m} + \vec{H}'}{H_E + H'} = \frac{B(\xi)}{J_0 \mu_0} \left[1 + \frac{B'}{B} \mu_0 H' \right] \left(1 - \frac{H'}{H_E} \right) \frac{J_0}{J_0} \left(\vec{m} + \frac{\vec{H}'}{J_0} \right) =$$

$$= \frac{B J_0}{H_E J_0} \left[\vec{m} + \frac{B'}{B} \mu_0 H' \vec{m} - \frac{H'}{H_E} \vec{m} + \frac{J_0}{J_0} \vec{H}' \right]$$

$$\frac{\vec{m}}{m^2} (\vec{m} \cdot \vec{m}_0) - \vec{m}_0 = \vec{m} \frac{B}{m} \left[1 - \frac{H'}{H_E} + \frac{B'}{B} \mu_0 H' + \frac{J_0}{J_0} \frac{\vec{m} \cdot \vec{H}'}{m^2} \right] - \frac{B}{m} \left[\vec{m} + \frac{B'}{B} \mu_0 H' \vec{m} - \frac{H'}{H_E} \vec{m} + \frac{J_0}{J_0} \vec{H}' \right]$$

$$= \frac{B}{m} \left\{ \frac{J_0}{J_0} \frac{\vec{m} \cdot \vec{H}'}{m^2} \right\} - \frac{B}{m} \frac{J_0}{J_0} \vec{H}' = \frac{B}{m} \frac{J_0}{J_0} \left[\frac{\vec{m} \cdot \vec{H}'}{m^2} - \vec{H}' \right] = O(H')$$

$$\frac{\Gamma_1}{J_N} \vec{m} \left(1 - \frac{\vec{m} \cdot \vec{m}_0}{m^2} \right) + \frac{\Gamma_2}{J_N} \frac{\vec{m} \times \vec{m} \times \vec{m}_0}{m^2} = \frac{B}{3_E B'} \vec{m} \left[1 - \frac{B}{m} + \left(\frac{B'}{B} \mu_0 - \frac{1}{H_E} - \frac{B''}{B'} \mu_0 \beta \right) H' - \right.$$

$$\left. - \frac{B}{m} \left(2 \frac{B'}{B} \mu_0 \beta H' - 2 \frac{H'}{H_E} - \frac{B''}{B'} \mu_0 \beta H' + \frac{J_0}{J_0} \frac{\vec{m} \cdot \vec{H}'}{m^2} \right) \right] + \frac{\Gamma_2}{J_N} \frac{B}{m} \frac{J_0}{J_0} \left[\vec{m} \frac{\vec{m} \cdot \vec{H}'}{m^2} - \vec{H}' \right]$$

$$\frac{\Gamma_2}{J_N} = \frac{1}{2} \left(\frac{3}{B(\xi)} - 1 \right) = \frac{1}{2} \left[\frac{J_0 \mu_0 (H_E + H')}{B(\xi_E) + B' \mu_0 H'} - 1 \right] = \frac{1}{2} \left[\frac{J_0 \mu_0 H_E (1 + H'/H_E) (1 - \frac{B'}{B} \mu_0 \beta H')}{B} - 1 \right]$$

$$= \frac{1}{2} \left[\frac{J_0 \mu_0 H_E}{B} \left(1 + \frac{H'}{H_E} - \frac{B'}{B} \mu_0 \beta H' \right) - 1 \right] = \frac{1}{2} \left[\frac{\beta J_0 m}{B} - 1 + \frac{\beta J_0 m}{B} \left(\frac{1}{H_E} - \frac{B'}{B} \mu_0 \beta \right) H' \right]$$

$$\frac{\Gamma_2}{J_N} \frac{\vec{m} \times \vec{m} \times \vec{m}_0}{m^2} = \frac{1}{2} \left[\frac{\beta J_0 m}{B} - 1 + \frac{\beta J_0 m}{B} \left(\frac{1}{H_E} - \frac{B'}{B} \mu_0 \beta \right) H' \right] \frac{B}{m} \frac{J_0}{J_0} \left[\vec{m} \frac{\vec{m} \cdot \vec{H}'}{m^2} - \vec{H}' \right] =$$

$$= \frac{1}{2} \left(\frac{\beta J_0 m}{B} - 1 \right) \frac{B}{m} \frac{J_0}{J_0} \left(\vec{m} \frac{\vec{m} \cdot \vec{H}'}{m^2} - \vec{H}' \right)$$

$$\frac{\Gamma_1}{J_N} \left(1 - \frac{\vec{m} \cdot \vec{m}_0}{m^2} \right) + \frac{\Gamma_2}{J_N} \frac{\vec{m} \times \vec{m} \times \vec{m}_0}{m^2} = \frac{B}{3_E B'} \vec{m} \left[1 - \frac{B}{m} + (\cdot) H' - \frac{B}{m} (\cdot) \right] + \frac{1}{2} \left(\frac{\beta J_0 m}{B} - 1 \right) \frac{B}{m} \frac{J_0}{J_0} \left(\vec{m} \frac{\vec{m} \cdot \vec{H}'}{m^2} - \vec{H}' \right)$$

$$= \frac{B}{3_E B'} \vec{m} \left(1 - \frac{B}{m} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{\beta J_0 m}{B} - 1 \right) \frac{B}{m} \frac{J_0}{J_0} \left(\vec{m} \frac{\vec{m} \cdot \vec{H}'}{m^2} - \vec{H}' \right) +$$

$$+ \frac{B}{3_E B'} \vec{m} \left[\left(\frac{B'}{B} \mu_0 - \frac{1}{H_E} - \frac{B''}{B'} \mu_0 \beta \right) H' - \frac{B}{m} \left(2 \frac{B'}{B} \mu_0 \beta H' - 2 \frac{H'}{H_E} - \frac{B''}{B'} \mu_0 \beta H' + \frac{J_0}{J_0} \frac{\vec{m} \cdot \vec{H}'}{m^2} \right) \right]$$

$$\frac{J_N}{3_E B'} = \left(\frac{2 \delta \lambda T}{J_0} \right) \frac{B(\xi_E)}{\beta J_0 m B'(\xi_E)} = \frac{2 \delta \lambda T}{J_0 \beta B'} \frac{1}{J_0 m} \frac{B(\xi_E)}{m} \approx \frac{2 \delta \lambda T}{J_0 \beta B' J_0} \text{ так как } m \approx B(\xi_E)$$

(H_E, H')

Заменим $m \approx B(\beta J_0 m)$ не очень оправдано, ведь $\vec{m}(\vec{r}, t)$ не обязана удовлетв. тому же ур-ю, что и $\vec{m}_0$: $m_0 = B(\beta J_0 m_0)$.
 Проверим, так ли с Γ_1 , он должен быть от 0 до 1.

$$B(\xi) = B(\xi_E + \Delta \xi) = B(\xi_E) + B'(\xi_E) \Delta \xi \text{ можно если } \Delta \xi = \frac{J_0 H'}{T} \ll 1,$$

тогда $J_0 \sim \mu_B$ и $T > 100 \text{ K}$ можно хорошо выполнить.

$$\text{Рассч. считая } \xi_E \ll 1, \text{ тогда } B(\xi) \approx \frac{1}{2} \xi, B'(\xi) = \frac{1}{2}, B''(\xi) = 0$$

$$\text{и } \frac{B'}{B} \mu_0 - \frac{1}{H_E} = \frac{1}{2 \beta J_0 m} - \frac{J_0}{J_0 m} \approx 0. \text{ Т.е. если } \beta J_0 m \ll 1, T \rightarrow T_c$$

$$\frac{\Gamma_1}{\Lambda_N} \left(1 - \frac{\vec{m} \cdot \vec{m}_0}{m^2}\right) + \frac{\Gamma_2}{\Lambda_N} \frac{\vec{m} \times \vec{m}_0 \times \vec{m}_0}{m^2} = \frac{B}{\xi_E B'} \vec{m} \left(1 - \frac{B}{m}\right) + \frac{1}{2} \left(\frac{\beta J_0 m}{B} - 1\right) \frac{B}{m} \frac{J_0}{J_0} \times$$

$$\times \left(\vec{m} \frac{\vec{m} \cdot \vec{H}'}{m^2} - \vec{H}'\right) + \frac{B}{\xi_E B'} \vec{m} \left(-\frac{B}{m} \frac{J_0}{J_0} \frac{\vec{m} \cdot \vec{H}'}{m^2}\right) \quad \text{where } T \rightarrow T_c$$

for eqn (2.17) → Garamin'97

$$\dot{\vec{m}} = \gamma \vec{m} \times \vec{H}' - \frac{\Lambda_N B}{\xi_E B'} \left(1 - \frac{B}{m}\right) \vec{m} + \frac{B \Lambda_N}{\xi_E B'} \frac{B}{m} \frac{J_0}{J_0} \frac{\vec{m} \cdot \vec{H}'}{m^2} \vec{m} - \frac{\Lambda_N}{2} \left(\frac{\beta J_0 m}{B} - 1\right) \frac{B}{m} \frac{J_0}{J_0} \frac{(\vec{m} \times \vec{m}_0 \times \vec{H}')}{m^2}$$

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = \gamma \vec{m} \times \vec{H}' - \frac{\Lambda_N B}{\xi_E B'} \left[\left(1 - \frac{B}{m}\right) + \left(-\frac{B}{m} \frac{J_0}{J_0} \frac{\vec{m} \cdot \vec{H}'}{m^2}\right) \right] \vec{m} - \frac{\Lambda_N}{2} \left(\frac{\beta J_0 m}{B} - 1\right) \frac{B}{m} \frac{J_0}{J_0} \frac{\vec{m} \times \vec{m}_0 \times \vec{H}'}{m^2}$$

Longitudinal Transverse relax.

$$\frac{\Lambda_N B}{\xi_E B'} [\dots] = \frac{\Lambda_N}{\xi_E} \frac{B}{B'} \frac{B}{m} \frac{J_0}{J_0} \left[\frac{m J_0}{B \mu_0} \left(1 - \frac{B}{m}\right) - \frac{\vec{m} \cdot \vec{H}'}{m^2} \right]$$

where $T \rightarrow T_c$ $B = B(\xi_E) \approx \frac{1}{3} \xi_E = B'(\xi_E) \beta J_0 m$, $\frac{m J_0}{B \mu_0} \approx \frac{m J_0}{\mu_0 B' \beta J_0 m} = \frac{1}{\beta \mu_0 B'}$

$$\frac{\Lambda_N}{\xi_E} = \frac{2\gamma \lambda T}{\mu_0} \frac{1}{\beta J_0 m} , \quad \frac{B}{B'} \frac{B}{m} \frac{J_0}{J_0} \approx \frac{1/3 \beta J_0 m}{1/3} = \frac{1}{3} \beta J_0 \frac{J_0}{J_0}$$

$$\frac{\Lambda_N B}{\xi_E B'} [\dots] = \frac{2\gamma \lambda T}{\mu_0} \frac{1}{(\beta J_0 m)} (\beta J_0 m) \frac{1}{3} \beta J_0 [\dots] = \frac{2}{3} \gamma \lambda \left[\left(1 - \frac{B}{m}\right) - \frac{\vec{m} \cdot \vec{H}'}{m^2} \right]$$

r.e. $\lambda_1 = \frac{2}{3} \lambda$ - ? (Garamin'97 $\lambda_1 = 2\lambda \frac{T}{J_0}$)

$$\lambda_1 = \frac{1}{\gamma} \frac{\Lambda_N}{\xi_E} \frac{B}{B'} \frac{B}{m} \frac{J_0}{J_0} = \frac{2\gamma \lambda T}{\mu_0} \frac{1}{\beta J_0 m} \frac{\beta J_0 m}{B \mu_0} \frac{B \mu_0}{m J_0} = 2\lambda \frac{T}{J_0} \left(\frac{B}{m}\right) \quad \text{u}$$

where eqn $m = B(\beta J_0 m)$ where $\lambda_1^G = 2\lambda \frac{T}{J_0}$ - Garamin.

No strong gr-ia yzova. equilibrium m_e : $m_e = B(\beta J_0 m_e)$, where m_e

$$\lambda_2 = \frac{\Lambda_N}{2\gamma} \left(\frac{\beta J_0 m}{B} - 1\right) \frac{B}{m} \frac{J_0}{J_0} = \frac{2\gamma \lambda T}{2\gamma \mu_0} \left(\frac{\beta J_0 m}{B} - 1\right) \frac{B}{m} \frac{J_0}{J_0} =$$

$$= \lambda \left(\frac{m}{B} - \frac{T}{J_0}\right) \frac{B}{m} ; \quad \lambda_2 = \lambda \left(1 - \frac{T}{J_0} \frac{B}{m}\right) \quad \text{same}$$

or more of Garamin'97, we $\lambda_2^G = \lambda \left(1 - \frac{T}{J_0}\right)$

Eqn Garamin'97 $\frac{B}{m} = \frac{1}{3} \frac{\beta J_0 m}{m} = \frac{T_c}{T}$, so $\lambda_2 = \frac{2}{3} \lambda$ (!) u $\lambda_1 = \lambda_2$.

↑ SWR - FeNi

SWR  FeNi, Cu. 5/1111 [strong pinning] $\alpha_{\text{ion}} = 2.40, 5.52, 8.65, 11.79, 18.07, 14.93, 21.21, 24.35$

where Γ_{FeNi} Hres (n) a yzova volume (kax a crizan gra Ni).

Pair "Swegind. - perp. med"

$$H_{\text{res}}(\alpha_n) = \frac{\omega}{\gamma} - H_g^{\text{nn}} - 2\pi M_s f(\beta \alpha_n) - \frac{2A}{M_s} \alpha_n^2, \quad \alpha_n = \frac{d\alpha}{R}, \quad J(d_0) = 0$$

$\beta = L/R = 50 \text{ nm} / 500 \text{ nm} = 0.1$, $M_s = 850 \text{ G}$, $2A = 2 \cdot 1.3 \cdot 10^{-6} \text{ erg/cm}$

n	1	2	3	4	5	6	7	8
Calc. $H_2(\alpha_n)$	11.62	11.53	11.25	10.76	10.37	10.05	9.78	9.56
Exp. $H_2(\alpha_n)$	12.50	11.69	11.04	10.50	10.21	9.57	9.15	8.76
$A = 0.8 \cdot 10^{-6}$ $H_2(\alpha_n)$ $M_s = 850 \text{ G}$	12.61	11.81	11.17	10.65	10.20	9.81	9.45	9.12

deg of change $M_s = 850$

$D = 6 \text{ nm}$ и $D = 6.9 \text{ nm}$ gases и фазовые температуры T_c .

III) Итого $D = 5.5 \text{ nm}$.

a) T_B - температура $\rightarrow T_c = 713 \text{ K}$

b) $T = 594 \text{ K}$ - температура $\rightarrow T_c = 676 \text{ K}$

c) $E(T_c) \rightarrow \min$ не наблюдается как и газа $D = 6$ и 6.9 nm .

IV) Итого $D = 5 \text{ nm}$

a) T_B - температура $\rightarrow T_c = 729 \text{ K}$

b) $T = 594 \text{ K}$ - температура $\rightarrow T_c = 688 \text{ K}$

c) $E(T_c) \rightarrow \min$ не наблюдается.

V) Итого $D = 4.5 \text{ nm}$

a) T_B - температура $\rightarrow T_c = 752 \text{ K}$

b) $T = 594 \text{ K}$ - температура $\rightarrow T_c = 706 \text{ K}$; c) $E(T_c) \rightarrow \min$ не наблюдается.

Note: температурные параметры для T_c , $\mu = M_S(0) / \chi H_K(0) = \frac{2K_1(0)}{M_S(0)}$
 Задача $M_S(0)$ или μ и $H_K(0)$ переходим к $K_1(0)$ и V fitting parameters.
 Это условие: μ на $M_S(0)$ и V разделим не можем.

$H_K(0)$ функция $H_c^{\text{exp}}(T \rightarrow 0) = \eta H_K(0)$. т.е. μ и T_c одним измерением не разделим. $\mu \propto 1/T_c$ - см. 18/11

Вывод: изомерный газ. измерение. $M_S(T)$ не подходит - $\sim 1/\sqrt{t}$
 и вблизи $T \approx T_c$ не согласен.

Но можно переписать μ $T > T_B$ и переписать $M(H) \sim L(\frac{\mu H}{kT}, K_1)$

$\rightarrow$ Пусть (наугад, но правдоподобно) $T_c = 1100 \text{ K}$.
 Тогда температура H_c по $T_B = 650 \text{ K}$ газ $V = 61.4 \text{ nm}^3$, $D = (\frac{4V}{\pi t})^{1/2} = 2.80 \text{ nm}$
 и $M_S(0) = 1 \cdot 10^3 \text{ G}$, т.е. $\mu = 1 \cdot 10^3 \cdot 61.4 \text{ G} \cdot \text{nm}^3 = 61.4 \cdot 10^3 \text{ G} \cdot \text{nm}^3$

Если известно $D_{\text{exp}} = 5.5 \text{ nm}$, $V_{\text{exp}} = 237.6 \text{ nm}^3$, то $M_S(0) = \frac{61.4 \cdot 10^3 \text{ G} \cdot \text{nm}^3}{237.6 \text{ nm}^3} = 260 \text{ G}$
 $K_1(0) = \frac{1}{2} H_K(0) M_S(0) = \frac{1}{2} H_c^{\text{exp}}(0) M_S(0) = \frac{16.38 \cdot 10^6}{2 \cdot 0.85} = 2.49 \cdot 10^6 \text{ erg/cc}$ - верно.

Тогда $H_c(T \rightarrow 0) = \eta H_K(0) \cdot 0.168$, т.е. $K_1(0) = 1.48 \cdot 10^7 \text{ erg/cc}$ - см. 2/12
 $H_c(T \rightarrow 0) = 0.168$

Задача $D_{\text{exp}} = 5.0 \text{ nm}$, $V_{\text{exp}} = 196.4 \text{ nm}^3 \rightarrow M_S(0) = \frac{61.4 \cdot 10^3 \text{ G} \cdot \text{nm}^3}{196.4 \text{ nm}^3} = 313 \text{ G}$
 $K_1(0) = \frac{1}{2} M_S(0) H_K(0) = \frac{1}{2} M_S(0) \frac{H_c^{\text{exp}}(0)}{\eta \cdot 0.168} = 1.80 \cdot 10^7 \text{ erg/cc}$

Note: Можем ли измерить T_{int} для $t_{\text{exp}} = 100 \text{ s}$? Можем Λ_1 газаромо, bez $t \sim 10^2 \text{ s}$ то long term asymptotic behaviour?

$\frac{M_2(t)}{M_S} = M_2(\infty) + \left[\frac{M_2(0) - M_2(\infty)}{M_S} \right] e^{-t/\tau} = \left[\frac{M_2(0) - M_2(\infty)}{M_S} \right] e^{-t/\tau} = -1 + 2e^{-t/\tau} = 0 \Rightarrow t_{\text{exp}} = \tau \ln 2 \Rightarrow t_{\text{exp}} \approx \tau$
 - см. 2/12

3/IX Fit - Garamin fit $H_c(T)$ GPT
 Используем погонку 2/IX по $H_c(T_0) = 0$ с $T_0 = 650$ K.

Она совб. $D_{exp} = 5.5$ nm, $M_s(0) = 258$ G, $K_1(0) = 1.48 \cdot 10^7$ erg/cc
 и $T_c = 1100$ K. Насколько хорошо воспроизводится все $H_c^{exp}(T)$?
 Впр таких парам-ов $h_c(50K) = 0.166$, а не 0.168 - по этому малая погрешность.

T	50	100	150	200	250	298	373	423	480	537	594	650
Calc $H_c(T)$ kOe	16.17	15.70	15.10	14.48	13.82	13.13	11.93	11.00	9.81	8.44	6.61	0

Для H_c^{calc} итер. замена вместо $H_c^{exp}(T)$  где средняя T.
 → Т.е. эта погонка заменяет хуже, чем по р. Brown - Aharoni Λ_1 .
 (Число погонки $\mu T_c \approx const$)

Если остановиться на вар. (III) $D = D_{exp} = 5.5$ nm, то $T_c = 713$ K
 из $H_c^{calc}(T_0) = 0$. тангенс $M_s(0)$ совб. $K_1(0) = 5.74 \cdot 10^7$ erg/cc.

Calc.: $H_c(594) = 6.66$ kOe, $H_c(537) = 9.48$ kOe, $H_c(480) = 11.52$ kOe -
 - эта $H_c(T)$ итер. еще лучше итер. погонки и $H_c^{exp}(T)$.
 погонка по $T = 594$ K. ухаживает согласие с $H_c^{exp}(T)$. Попробуем.

→ Вблизь врем. успеха eq. T_{int} - Garamin где обзвещены $H_c(T)$ - of GPT. беремее к р. Brown - Aharoni (см. 18/VIII и (январе) 1999 - Garamin)

Brown fit Используем погонку. напаре $\mu = M_s(0)V$, $H_K(0)$ и T_c .
 $H_c(T) \cdot V \cdot K_1(0) = \frac{1}{2} H_K(0) M_s(0) V = \frac{1}{2} H_K(0) \mu$. $\beta = \left(\frac{D}{1+d^2} \right) \frac{\delta H_K(0)}{\delta \sqrt{\pi}}$, $T_K = \frac{1}{2} \frac{H_K(0) \mu}{k_B}$, $\alpha = \frac{T_K}{T_c}$.

$$h_c = h_c \left(\frac{T}{T_c}, \beta, \frac{T_K}{T_c} \right), [\mu] = G \cdot nm^3, [V] = nm^3$$

$h_c(50K)$ зависит от T/T_c (т.е. от μ) все еще. Т.е. надо сделать систему ур
 $H_c^{calc} [T_i, \mu, H_K(0), T_c] = H_c^{exp}(T_i)$ где $T_0 = 50$ K и $T_2 = 594$ K -
 - например.

Затем $\min E(T_c) = \sum_j [H_c^{calc}(T_j, T_c) - H_c^{exp}(T_j)]$ где итер. значения T_c .

Вывод: Решить такую систему где MCAO сложено. Можно как 18/VIII график.

$\mu = M_s(0) = 1 \cdot 10^3$ G и $D = (5-6) \cdot nm$, найти $H_K(0)$, а затем найти T_c из
 ур - $H_c(594K, T_c) = H_c^{exp}(594K)$, смена ее поведением увеличивая D (и μ)
 → погонка by Brown's eq. от 18/VIII $H_c(T)$ - GPT получается хороша.

Написание PR за 19/VIII - 2/IX 03? и представл в этом PR.
 по итер. погонке по HAMP.

4/14 Bugur b Cmu library, Crampford papers by Garamin, Kik, Chantag

D. Garamin, Eur. Ph. Lett. 48, 486 (1999). "New integral relaxation time..."

Поэтому τ_{int} где $a \gg 1$ из Garamin-PRE'96 не очень хороша, т.к. она описывает in-well dynamics в основном (за счет $\Lambda_1 \ll 2$). Тогда как мы рассматриваем over-barrier transitions (Λ_1).

New τ_{int} из описания. τ_{int} связано с T-Brown-Aharoni и/или с h , но можно описать и/или $h > 0.5$, особенно и/или $a < 20-30$.

→ Вывод: 1) где малых h ($h \ll h_K, T \approx T_B$) T-Neel дает не очень $H_c(T)$ из-за уменьшения меж-ячеек (inter-well) перешогов и T-Brown лучше (особенно $\tau_{int} < \tau_{int} - \text{new Garamin}$)

2) где больших $h \sim 0.5-1$ $\tau_{Brown} \approx \tau_{Neel}$, но еще они описывают некоторые (особенно и/или небольшие a) и того использовать $\tau_{int} - \text{new}$ из Garamin' EurPL'99.



$$\tau_{int-N} = \frac{2T_N}{\Delta'} \int_{-1}^1 \frac{dx}{1-x^2} \frac{\Phi_N(x)\Phi(x)}{f_0(x)}, \quad \Phi_N(x) = \int_{-1}^1 [\Delta - \text{sign}(x'-x_m)] f_0(x')$$

$$\Delta = \frac{Z_+ - Z_-}{Z_+ + Z_-}, \quad Z_{\pm}(a, \beta) = \int_{-1}^{x_m} dx f_0(x), \quad Z_{\pm} = \int_{x_m}^1 dx f_0(x), \quad x_m = -h$$

$$\Delta' = \frac{\partial \Delta}{\partial \beta} = \frac{2}{(Z_+ + Z_-)^2} \left[Z_- \frac{\partial Z_+}{\partial \beta} - Z_+ \frac{\partial Z_-}{\partial \beta} \right], \quad \text{т.е. } \Phi(x) \rightarrow \Phi_N(x) \text{ по сравнению с } \tau_{int} - \text{old}.$$

$\tau_{int-N} > \tau_{int}$ где бер β, h разумных ($\beta = a = K_1 V / kT$). $V(x) = -\frac{1}{3}x - \beta x^2$, $\max V(x)$ и/или x_m .

$\tau_{int}(a, h)$ - график Garaminа неограничен $h > 0.17$

это приближено к траектории $H_c(T)$ по формуле 2/19

Relaxat. times τ, τ_N, τ_0 values

Рассчитаем безразмерную relaxat. time τ, τ_N и τ_0 (из A-N equation)

Relax. time τ , номинал как τ_{int} и/или Λ_1^{-1} : $\Lambda_1 < \Lambda_N \Rightarrow \tau > \tau_N, \tau = \Lambda_1^{-1}$ (и/или h и/или a и/или $h < 0.6$)

и это дает примерно упр. Fokker-Planck где $K_1, h \parallel 0 \text{ или}$.

$$\tau_N = \frac{M_S V}{28 kT} \left(\frac{1+d^2}{d} \right), \quad d = \text{LLG damping.}$$

$$\text{Turnover } \tau_N(200K) = \frac{10^3 \text{ G} \cdot 100 \cdot 10^{-21} \text{ m} \cdot 10^3 \text{ Oe}}{4\pi \cdot 3 \cdot 10^9 \text{ Hz} \cdot 1.4 \cdot 10^{16} \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3} \cdot 3 \cdot 10^2 \text{ K}} \cdot \frac{1}{10^{-2}} = \frac{10^{-13} \text{ s}}{4\pi \cdot 9.4 \cdot 10^{-7}} \approx 10^{-8} \text{ s} \sim 10 \text{ ns}$$

$\tau_N \sim 10 \text{ ns}$, за счет уменьшения V можно получить $\tau_N \sim 1 \text{ ns}$.

Escaneado con CamScanner

Escaneado con CamScanner

Escaneado con CamScanner

Escaneado con CamScanner

Escaneado con CamScanner

Escaneado con CamScanner

Escaneado con CamScanner

Escaneado con CamScanner

Escaneado con CamScanner

Escaneado con CamScanner

Escaneado con CamScanner

Escaneado con CamScanner

Escaneado con CamScanner

Escaneado con CamScanner

Escaneado con CamScanner

Escaneado con CamScanner

Escaneado con CamScanner

Escaneado con CamScanner

Escaneado con CamScanner

Escaneado con CamScanner

Escaneado con CamScanner

Escaneado con CamScanner

Escaneado con CamScanner

Escaneado con CamScanner

Escaneado con CamScanner

2/11 Mag. free energy at $T=0$ and $M(T)$ at $T=0$ and $T=T_c$ give us some information.

H. Vachkachi and J. Garrahan, Physica A291, 485 (2001).

Free en. $F(T) = F_c + \frac{VM_0^2}{J_1} f(T)$, $f(T) = \vec{n}^T \vec{h} + \frac{1}{2} (n_x^2 + n_y^2) + \frac{1}{4a} (n^2 - 1)^2$

$\vec{n} = \vec{n}/M_0$, $\vec{h} = H/J_1 M_0$ u $a = 2 \frac{J_2}{J_1}$ - Garrahan, Vachkachi. $J_1 = \frac{M^2}{2K_1 H_k}$

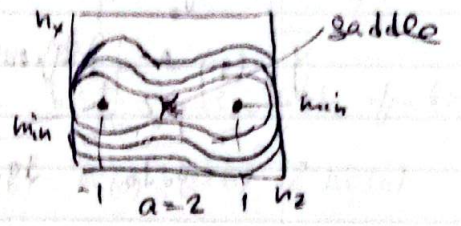
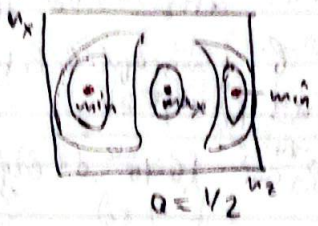
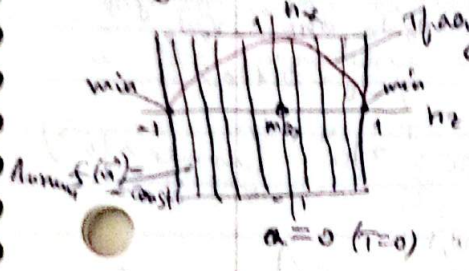
$\frac{1}{2J_1} (M_x^2 + M_y^2) = K_1 (1 - V_z^2)$, $V = \frac{M}{M_0}$, $K_1 = \frac{M^2}{2J_1}$, $h = H \frac{J_1}{M_0} = H \frac{M^2}{2K_1 M_0} = \frac{H}{H_k}$

у Garrahan K_1 - some arbitrary parameter, obviously $J_1 = \frac{M^2}{H_k} = \frac{M^2}{2K_1}$ можно считать

When $T=0$ $J_2 \rightarrow 0$ u $a \rightarrow 0$, тогда $n^2 = 1$ - можно считать

$|\vec{M}| = M_0 = \text{const}$ u the direction of the magnetic field $\vec{M}$ and $\vec{n}$. $f(T=0) = \frac{1}{2} (1 - n_z^2)$

$\frac{VM_0^2}{J_1} = \frac{VM_0^2}{M_0^2/2K_1} = 2K_1 V$, т.е. "f" из пер. в $0.5 \cdot 2K_1 V$.



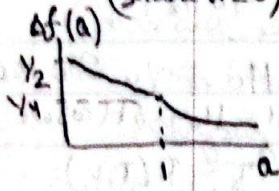
When $a_c = 1$ $n_x = 0, n_y = 0$ max, i.e. saddle point.

$f(H=0) = \frac{1}{2} (n_x^2 + n_y^2) + \frac{1}{4a} (n^2 - 1)^2 = f(\vec{n}) = f(n_x, n_y, n_z)$

$\text{Min } f(\vec{n}) = f(0, 0, \pm 1) = 0$, Saddle $f(\vec{n}) = f(n_x^s, 0, 0) = \frac{1}{2} (n_x^s)^2 + \frac{1}{4a} (n_x^s - 1)^2 = \left| (n_x^s)^2 - 1 - a \right| = \frac{1}{2} (1 - a) + \frac{1}{4a} (1 - a - 1)^2 = \frac{1}{2} (1 - a) + \frac{1}{4a} = \frac{1}{2} - \frac{1}{4a}$

En. barrier $\Delta f = [\text{Min } f(\vec{n}) - \text{Saddle } f(\vec{n})] = \frac{1}{2} - \frac{1}{4a} - 0 = \frac{1}{4} (2 - a)$, $a \leq 1$

Even $a > 1$, so $\Delta f = \text{Sad. } f(\vec{n}) - \text{min } f(\vec{n}) = \frac{1}{4a} - 0 = \frac{1}{4a}$, $a \geq 1$.



$\Delta E = 2K_1 V \cdot \Delta f(a) = K_1 V \left\{ \frac{1}{2} (2 - a), a \leq 1 \right. \quad \text{т.е. энерг. барьер}$
 $\left. \frac{1}{4a}, a \geq 1 \right\}$

нагрев с помощью $(a = 2J_2/J_1)$ спадает T , где не удерживается $K_1(T)$, только из-за $J_2(T) \uparrow$.

$J_2 = \frac{B' \beta J_0}{1 - B' \beta J_0} (MFA)$, $J_1 = \frac{M_0}{H_k}$ ($\approx \text{const}$ due to RPA, GPT)

When $T \rightarrow T_c = \frac{1}{3} J_0 (MFA)$, $J_2(T) = \frac{1}{2\epsilon}$, $\epsilon = (1 - \frac{T}{T_c})$ - magnetic field bulk and under max of small particle ($\epsilon \mu = 10^4 - 10^5 \mu_B$).

For choqueria v. Bismuthum $f_{II}(T)$. BMFA (Gorain)

$$f_{II}(T) = \frac{B' \beta J_0}{1 - B' \beta J_0} = \frac{B' (\frac{3T_c}{T})}{1 - B' (\frac{3T_c}{T})} \rightarrow \text{no nago } B' = \frac{dB(\beta, \frac{1}{T})}{d\beta} \text{ a osome}$$

or Gorain, i.e. gives b B' above V_1 , replez $\beta = (k, V/RT)$.

$$T \rightarrow T_c \quad B'(\beta, \frac{1}{T}) = \frac{1}{3} \text{ u } f_{II} = \frac{T_c/T}{1 - (T_c/T)} \rightarrow \text{at } T \rightarrow T_c + 0, \quad T_c^{MFA} = \frac{1}{3} J_0$$

No can compare $H_c \ll J_0 \beta$, $\beta = \langle S \rangle$, to MFA $\beta = B(\frac{1}{T} J_0 \beta) \in B(x)$ - Langevin function. (Her) $\langle S \rangle$ corresponds to the value of K_1 .

Lyne $\beta \rightarrow m = \langle S \rangle$ u then $\frac{dB'(\beta)}{d\beta}$ for $m(T)$ u $m = B(\frac{J_0 m}{T})$

$$B(\beta) = L(\beta) = \coth \beta - \frac{1}{\beta} \quad m = B(\frac{3T_c}{T} m) - \text{gave } m(T).$$

$\vec{S}$ - center value. (max. moment) around c $|\vec{S}| = 1$ u max. moment μ_0 .

$$\bar{f}_{II} = \frac{dm}{dh_2}, \quad h_2 = \mu_0 H_2 / J_0 \quad \nu_0 - \text{obrem na max. atom}$$

$$M = \frac{\mu_0}{\nu_0} m, \quad f_{II} = \frac{dM}{dH_2} = \frac{\mu_0}{\nu_0} \frac{dm}{dh_2} \frac{J_0/\mu_0}{J_0/\mu_0} = \frac{\mu_0^2}{\nu_0 J_0} \frac{dm}{dh_2} = \frac{\mu_0^2}{\nu_0 J_0} \bar{f}_{II}$$

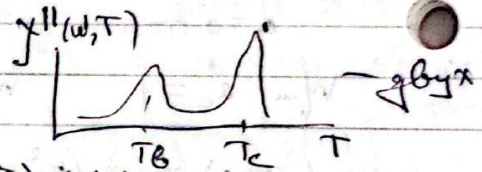
$\bar{f}_{II}(T)$ a u curve b "susceptibility med". $J_0 \sim 0.1 \text{ eV}$

$$f_0 = \frac{\mu_0^2}{\nu_0 J_0} = \frac{(9.3 \cdot 10^{-24})^2}{30 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^3 \cdot 16 \cdot 10^{-12} \cdot 0.1 \text{ eV}} = \frac{10^{-40}}{10^{-36}} \approx 10^{-4} \quad (\text{momer} \sim 10^{-3})$$

Beaga c Ganping In no nobogy
sum. micro longitudinal $f(\omega, T)$

$\omega \sim 10-1000 \text{ Hz}$. holpous static $f_{II}(T) = \text{MFA}$

u nocna to Xiaowei and Ganping. nepenuea c Xiaowei no nobogy f_0 .



2/17 Meeting c Xiaowei, Ganping, van der Veen, Dlg no
nobogy nou u Oera puzab. $f_{II}(T)$

Sagara or Media dept.

1) nocneue $f_{II}(\omega, T) = f(T)$ que rascara $\omega/2\pi = 10-1000 \text{ Hz}$
u nocneue ee mnx upu $T \approx T_B$, o zero on zabuue.

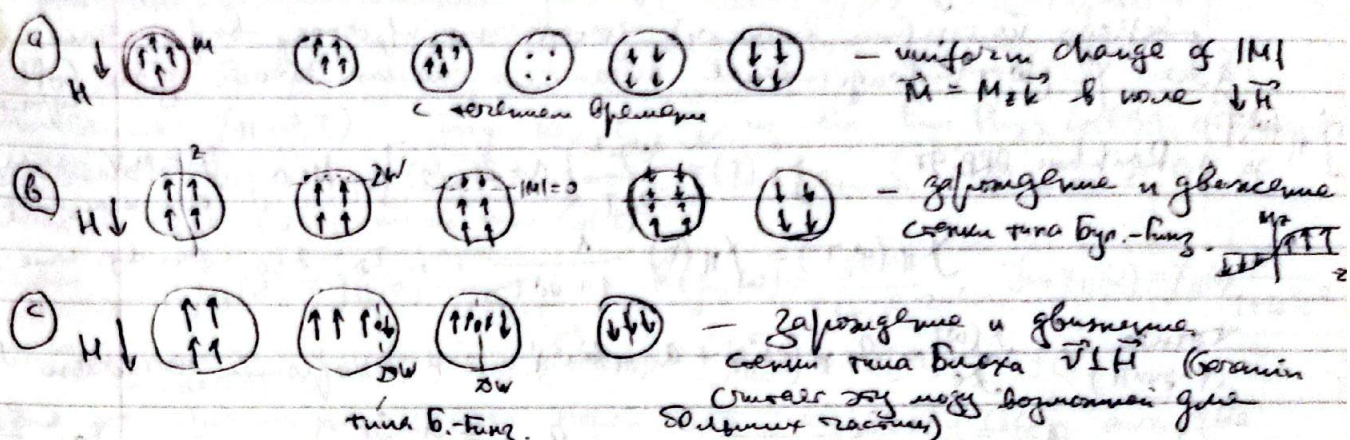
napenueu CoPt media, $5 \times 6 \times 10 \text{ nm}$. f_{II} b noue $H_0 = 0$ u 200 oe
 $H = H_0 + \delta H \cos \omega t$

Longitudinal
Susceptibility
of core of m. particles: $f_{II}(\omega, T, H_0) = f_{II}(T) F[\omega, T, H_0]$, $T = T(T, \nu)$

(gacs mnx upu $T \approx T_c$) (gacs mnx upu $\omega t = 1$ u $T \approx T_B$)

2) nocneue $f_{II}(T)$ upu $T \approx T_c$ (nouy run ouly que mnx $\delta \approx 3-4 \text{ nm}$)
u oupeueab abo nouue beuueu $f_{II}(T_B)$ u $f_{II}(T \approx T_c)$.

Garamin Physica'01 : $a = 2 \frac{J_{11}}{J_1} \equiv b$, тогда на границе $a = \frac{K_1 V}{kT}$
 Wfm $b \leq 1$ возможны new reversal modes :
 (T $\rightarrow$ Tc)



(a) - аналог процесса и инфинитесималное, (b) - похоже на Serial-Simulations
 Но в первом случае $H_{sw} < H_K$ (ноз) в обратном. процессе wfm $b > 0$
 и ΔE_B увеличивается с ростом b . Т.е. в инфинитесималном ΔE_B :

$$\frac{1}{\tau} = f_0 e^{-\Delta E_B / kT}, \quad \Delta E_B \leq \frac{K_1 V (1-b)^2}{\Delta E_B(b=0)} \text{ и } b = \frac{H}{H_{sw}}, \quad H_{sw} \leq H_K \text{ wfm } b > 0$$

В расщеплении $\Delta E_B = K_1 V \cdot \begin{cases} \frac{1}{2}(2-b), & b \leq 1 \\ \frac{1}{2b}, & b \geq 1 \end{cases}, \quad \Delta E(b) = \Delta E(0) \frac{1}{2}(2-b) \leq \Delta E(0)$

$$H_{sw} = H_K \cdot \begin{cases} \sqrt{1-b}, & b \leq 2/3 \\ \frac{2}{3^{3/2}b}, & b > 2/3 \end{cases} \rightarrow H_c(T) = H_K \sqrt{1-b} \left[1 - \left(\frac{kT}{\Delta E(b)} \ln f_0 \tau \right)^{1/2} \right]$$

т.е. $m^2 \neq 1, b > 0$ (конечное $f_{||}$) gives более резкое падение $H_c(T) \propto T \uparrow$
 чем $f_{||} = 0$ случаю. Мпр-е на T_B : $\Delta E_B(b) = kT \ln f_0 \tau$, ΔE зависит от T через k, T
 темп. зависимость $T_B \downarrow$ с ростом $b \neq 0$.

SWR

10/ix Paper SWR & PNi dots. рассмотр Kres(n) на основе strong
 pinning $\vec{m}(p=R) = 0, \vec{m}(p) \sim J_0(\alpha \sin \frac{p}{R})$ и с учетом объема $\sim \frac{1}{1x}$
 compare с экв. Пьер не очень похоже - files SW cylind.-perp.mcd
 См. Kres(n) в таблице 1/ix.
 SW- PNi dots. OPJ

$\chi(T) \rightarrow$ обзвужен $\chi(T)$ paper MC-методом где малых расщепл. с Oneom.
 Он спраша $\chi(T) = \frac{\langle M^2 \rangle - \langle M \rangle^2}{\langle M^2 \rangle}$ нормированным и $\chi(T_c) \sim 0.02-0.03$
 число не знаешь. Если f в абе equilibrium $\chi(T) = \frac{V}{kT} [\langle M^2 \rangle - \langle M \rangle^2]$
 канонический isotropic Heisenberg Hamiltonian с макс. спином $|S|=1$.

SPM - лог. for SPM relaxation. Paper RRL'94 - Морис: он показывает, что
 слабый гн. в замкнутой ядре уменьшается T_B и уменьшается τ . Если
 это гов-ба by Möss. effect.

1/1X Review new paper Raikher-Stepanov PRB'02, 'Linear and non-linear Superparamagnetic relaxation at $\delta \gg 1$ ' Ph. Rev. B66, 214406 (2002)

dim. Hemenisov $\chi(\omega, \delta)$, no $\mu H=0$.

→ Nago naiton (um barbaon) gaxaxom ufoce bafaneme
gure $\chi_{||}(\omega, T)$ - longitudinal anamome naiton daceus gure CoPt media
ufoce bafaneme

1) Raikher-PRB'97: $\chi_{||}(T) = \frac{c\mu^2}{3kT} [1 + 2S_2(\delta)]$, $H=0$. $\mu = M_S V$ - max. moment
c - konsentp. daceus.

$$\chi_{||}(\omega, T) = \chi_{||}(T) \frac{1}{1 + i\omega\tau_D}, \quad \tau_D = 2\tau_0 - \text{free dif. time.}$$

Forme $\chi(\omega, T) = a_{1,00} \cos^2\psi + a_{1,01} \sin^2\psi$, ψ - xofaneme raxomobro

$$a_{1,00} = \frac{1+2S_2}{3} \frac{1}{1+i\omega\tau_{10}}, \quad a_{1,01} = \frac{1-S_2}{3} \frac{1}{1+i\omega\tau_{11}}, \quad \chi_0 = \frac{c\mu^2}{kT}$$

Relaxation interwell mode $\tau_{10} = \tau_D (1 + \delta/4)^{-5/2} e^{\delta}$

- II - uqbaon baxofaneme (intra-well) mode $\tau_{11} = 2\tau_D \frac{1-S_2}{1+S_2}$

t.e. $\mu H \psi = 0$

$$\chi_{||}(\omega, T) = \frac{c\mu^2}{kT} \left(\frac{1+2S_2}{3} \right) \frac{1}{1+i\omega\tau_{10}}, \quad H=0.$$

Boice raxom (Coffey' JMMM'94)
Coffey' JAP'94

$$\tau_{10} = \tau_D \frac{e^{\delta-1}}{2\delta} \left[\frac{1}{1+\frac{1}{2}\sqrt{\frac{\delta}{\pi}}} + 2^{-\delta-1} \right]^{-1}$$

2) Raikher - PRB'2002: $\chi(\omega, T) = \frac{cM_S^2 V^2}{3kT} \left[B_0^{(1)} + \frac{B_1^{(1)}}{1+i\omega\tau_1} \right]$, $\tau_1 = \tau_{10}$ PRB'97

$B_i^{(1)} = F_i(\psi, \delta)$ - uqbecom, no $H=0$.

3) Coffey' 2001-PRB:
1995-PRB

$$\chi(\omega) = \frac{\chi(0) - \chi_{hf}(\omega)}{1+i\omega\tau} + \chi_{hf}(\omega), \quad \text{cam } \omega\tau \leq 1$$

$\chi(0)$, $\chi_{hf}(\omega)$ zabucor os ψ , δ u H_0 . $H = H_0 + H_n(t)$. $\text{Re } \chi(\omega)$ -
omaxomac rucenno. Cam $\omega\tau_N < 10^{-3}$, t.e. $\frac{\omega}{2\pi} < 1 \text{ MHz}$, to $\text{Re } \chi(\omega)$ os
 ω ne zabucor, a $\text{Im } \chi(\omega)$ zabucor cuxono. $\text{Im } \chi(\omega)$ uacur muk nfm
 $\omega\tau_N \approx 10^{-3} - 10^{-2}$, δ flo rucenno ofam mode.

4) Coffey' JMMM' 2003:

$$\frac{\chi_{||}(\omega)}{\chi_{||}(0)} = \frac{\Delta_1}{1+i\omega/\lambda_1} + \frac{1-\Delta_1}{1+i\omega\tau_w}, \quad \chi_{||}(0) = \frac{M_S^2 V}{kT} N_0$$

nen c λ_1 omcubac low-frequency band (slowest-over-barrier)

nen c τ_w omcubac high-freq. band (intra-well mode, $\lambda_k \propto k^2$)

τ - integral relax. time

$$\chi_{||}(\omega) = \chi_{||}(0) [1 - i\omega\tau] \quad \text{u} \quad \tau = \frac{\Delta_1}{\lambda_1} + \tau_w (1 - \Delta_1)$$

Kapen sp. $C_{||}(t) = \sum C_k e^{-\lambda_k t}$

5) Garamin-PRE'96: $\chi_{||}(\omega) = \chi_{||}(0) [1 + i\omega\tau_{int}]$, $\text{ecm } \omega\tau_{int} \ll 1$

gaer anans. Bupanenne gne $\tau_{int}(\beta, \xi) = F[K_1(\tau), M_2(\tau), H]$

$\frac{1}{\tau_{int}} \approx \Lambda_1$ gne $\beta = a = \frac{k_1 V}{kT} \gg 1$. U sto τ_{int} nogxogus gne

omucanne $\chi_{||}(\omega, T)$. Torga kan $\tau_{int} \sim N$ uz lo Eur. Phys. Lett. 99. ostanas
overbarrier transitions u nogxogus gne omucanne $M_2(H_2)$ u $H_2(\tau)$ of
uniaxial case (perp. media rna CoPT).

Umozo gne $\chi_{||}(\omega, T) \sim \text{CoPT}$ $\chi_{||}(\omega) = \chi_{||}(0) \frac{1}{1 - i\omega\tau_{int}}$, $\text{Re} \chi_{||}(\omega) = \frac{\chi_{||}(0)}{1 + \omega^2 \tau_{int}^2}$, $\text{Im} \chi_{||}(\omega) = \chi_{||}(0) \frac{\omega \tau_{int}}{1 + \omega^2 \tau_{int}^2}$

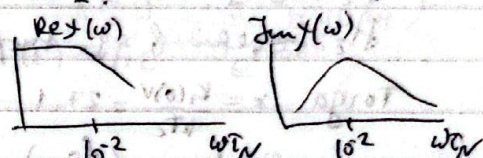
$\tau_{int} = T$ - zabumocob. $\chi_{||}(\omega, T)$ opegelessa $\chi_{||}(0)$ u $\tau[a, \frac{3}{2}] = f(\tau)$.

$\tau_{int} = T$ - zabumocob. $\chi_{||}(\omega, T)$ opegelessa $\chi_{||}(0)$ u $\tau[a, \frac{3}{2}] = f(\tau)$.
Bce sto nfmomenne ogoro nopennana, torga kan y Coffay eob gba.

Ufm $\xi = \frac{M_2 V H}{kT} = 0$, $\omega \tau(\tau) = 1$ opegelessa T_0 u $\max \text{Im} \chi_{||}(\omega, T)$.

Ufm $h = \frac{H}{H_k} = 0$ $\tau_{int}^{-1} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\tau_N} a^{3/2} e^{-a}$, $a = \frac{k_1(\tau) V}{kT} \gg 1$.

$\tau_{int} = \tau_N \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{e^a}{a^{3/2}}$, $\omega \tau_{int} = (\omega \tau_N) \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{e^a}{a^{3/2}}$



Dome ufm $\omega \tau_N \ll 1$ nomen uoba $\omega \tau_{int} \sim 1$, $\tau_{int} \gg \tau_N$ ufm $a \gg 1$.

a) Ufm $T \rightarrow 0$ $(\omega T) \gg 1$ u $\text{Re} \chi(\omega) \sim \frac{1}{T} \frac{1}{\omega^2 \tau_{int}^2} \sim \frac{1}{T} \frac{1}{\tau_N^2} a^3 e^{-a} \rightarrow 0$, $\frac{1}{\tau_N} \sim T$

$\text{Im} \chi_{||}(\omega) = \chi_{||}(0) \frac{1}{\omega \tau_{int}} \sim \frac{1}{T} \frac{1}{\tau_N} a^{3/2} e^{-a} \rightarrow 0$, $\text{ecm } \omega \neq 0$

b) Ufm $T \rightarrow \infty$ $\text{Re} \chi(\omega) \sim \frac{1}{T} \frac{1}{1 + \omega^2 \tau_N^2} \sim \frac{1}{T} \rightarrow 0$, $\text{Im} \chi_{||}(\omega) \sim \frac{1}{T} \omega \tau_N \sim \frac{1}{T} \rightarrow 0$

Wozomny u $\text{Re} \chi(\omega, T)$ u $\text{Im} \chi(\omega, T)$ ufm $\omega = \text{const}$ uoba max χ ufm $\omega \tau_N \sim 1$.

$\omega \tau_{int} = \omega \frac{M_2 V}{2 k T} \left(\frac{1+d^2}{2} \right) \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{e^a}{a^{3/2}} = \frac{\omega \sqrt{\pi}}{4} \frac{M_2 V}{d k T} \frac{e^a}{a^{3/2}}$, $\frac{\omega}{f} = \frac{f}{(2\pi)} = \frac{10 \text{ Hz}}{3 \text{ GHz}} \frac{10^2}{10^2}$

$\chi_{||}(0) = \frac{C \mu^2}{3 k T} [1 + 2 S_2(a)]$, $\mu = M_2(\tau) V$, $C = \frac{N}{V_{tot}}$, $\frac{M V}{V_{tot}} = P$ - packing fraction ≤ 1

$C \mu^2 = \frac{P}{V} M_2^2 V^2 = P M_2^2 V$, $S_2(a) = \frac{1}{2 R(a)} \int_0^1 dx (3x^2 - 1) e^{-ax^2}$, $R(a) = \int_0^1 dx e^{-ax^2}$ ($C = \frac{P}{V}$)

$S_2(a \gg 1) = 1 - \frac{3}{2a} - \frac{3}{4a^2} + O(1/a^3)$

→ Dna τ_{int} calc. nomen uoba gba Eq. by Garamin-PRE'96 $\forall a, h$ ufm
uoba. Eq. by Aharoni'69, bence gne $a \gg 1$ u ufm ne orens dombax h.

A opegelessa $H_2(\tau)$ u T_0 uz Eq. Aharoni'69, gne $\chi_{||}(\omega, T)$ takne
uon. $\tau_{int} \approx \Lambda_1^{-1}$, Λ_1 conaco Aharoni (Brown'63).

$\chi_{||}(0) = P \frac{M_2^2 V}{k T} \frac{1}{2} [1 + 2 S_2(a)]$

12/17
 $\chi_{II}(\omega, T)$ - комплексное $\chi_{II}(\omega)$, $\text{Re} \chi$ и $\text{Im} \chi$ на основе PRE'96 Garzama (int) -
огонь Лопухинан.

Морозов 69 $\frac{1}{\omega\tau} = (\beta f_0) \sqrt{\alpha} \sqrt{\frac{T_c}{T}} m^{\frac{3}{2}\alpha-1}(\tau) (1-h^2) \left[(1+h) e^{-a(1+h)^2} + (1-h) e^{-a(1-h)^2} \right]$

Угнетено $\omega\tau$, т.е. $\left(\frac{1}{\omega\tau} = \beta \left(\frac{f_0}{2\pi f} \right) \sqrt{\alpha} \sqrt{\frac{T_c}{T}} m^{\frac{3}{2}\alpha-1}(\tau) (1-h^2) [\dots] \right)$

$\beta = \left(\frac{\alpha}{1+\alpha^2} \right) \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{k H_K(0)}{f_0}$ $\alpha = \frac{T_K}{T_c} = \frac{K_1(0)V}{kT_c}$, $K_1(\tau) = K_1(0) m^\alpha(\tau)$, $m(\tau) = \frac{M_s(\tau)}{M_s(0)}$

Без $f_0 = 10^9 \text{ Hz}$ (миллигер не бросает, нем. где сдвигается)

используем выражение для $H_c(T)$ - CoPt магнетик 18/VIII

параметры: $\beta = 2$ (таблица 2.28), $D = 6.9 \text{ nm}$, $t = 10 \text{ nm}$, $M_s(0) = 1 \cdot 10^3 \text{ G}$, $K_1(0) = 1.201 \cdot 10^7 \text{ erg/cc}$

$T_c = 1208 \text{ K}$, $\alpha_{KG} = 0.01$, $K_1(\tau) \sim m^\alpha(\tau)$, $\alpha = 2.2$, $S = 1$.

Температура T - это параметр. h (рука $t_{\text{зам}} = \tau \Rightarrow H_c(\tau)$) не меняется. $h = \frac{H_2}{H_K(T)}$

H_2 - зазем. и $\omega = 2\pi f$ зазем.

H_2 равен в eq. $H_K(0)$.

$h(\tau) = \frac{H_2}{H_K(0)} \frac{1}{m^{\alpha-1}(\tau)}$

Тогда $\alpha = \frac{K_1(0)V}{kT_c} = 27.1$, $H_K(0) = 24.1 \text{ kOe}$. Физ. "Dynamics Suscept. med"

$\frac{1}{\omega\tau} = \left(\frac{f_0}{2\pi f} \right) F_1(T, H_2, \beta, \alpha)$, где $\frac{1}{f_0\tau} = F_1(\tau, \dots)$ от 11/VIII

$\chi_{II}(\omega, T) = \chi_{II}(0, T) \frac{1}{1 - i\omega\tau}$, $\chi_{II}(0, T) = \rho \frac{M_s^2(0)V}{kT_c} \left(\frac{T_c}{T} \right) m^2(\tau) \frac{1}{3} [1 + 2S_2(a)]$
(Без μ_m $H_2=0$ none) $\frac{M_s^2(0)V}{kT_c} = 2.24$

$\rightarrow \text{Re} \chi_{II}(\omega, T) = \chi_{II}(0, T) \frac{1}{1 + \omega^2\tau^2}$, $\text{Im} \chi_{II}(\omega, T) = \chi_{II}(0, T) \frac{\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2}$

Без none $\tau = \tau_N \cdot \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{e^a}{a^{3/2}}$, $\tau_N = \frac{1}{2} \frac{M_s V}{f \alpha k T} = \left(\frac{1}{2} \frac{M_s(0)V}{f \alpha k T_c} \right) \frac{m(\tau)}{(T/T_c)} = 5.95 \cdot 10^{-9} \cdot \frac{m(\tau) T}{T}$

$\frac{\chi}{2\pi} = 3 \frac{\text{GHz}}{\text{Oe}} = 3 \cdot 10^9 \frac{1}{\text{s}} \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{Oe}} = 3 \cdot 10^6 \frac{1}{\text{s} \cdot \text{Oe}}$

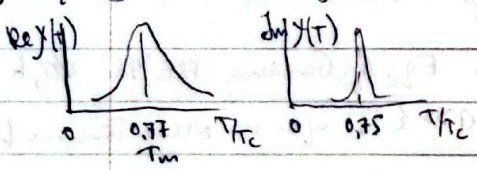
$\tau_N \sim 6 \text{ ns}$ $\mu_m \tau \approx \frac{1}{2} T_c$

τ много меньше τ_N $\mu_m \tau \ll T_c$, $\tau(T/T_c = 0.1) = 6 \cdot 10^{10} \text{ s}$, $\tau(0.2) = 1 \cdot 10^{12} \text{ s}$

Умножим: потому $a = \frac{K_1(\tau)V}{kT}$ и $\frac{e^a}{a^{3/2}} \gg 1$.

$\tau(0.3) = 1 \cdot 10^{12} \text{ s}$
 $\tau(0.4) = 1.6 \cdot 10^{12} \text{ s}$
 $\tau(0.5) = 9 \cdot 10^{12} \text{ s}$

Результаты: $\mu_m f = 10 \text{ Hz}$, $\text{Re} \chi_{II}(\omega, T)$, $\text{Im} \chi_{II}(\omega, T)$ при $H=0$ и $H=200 \text{ Oe}$ в зависимости от температуры (при $H=0$).



1) $\max \text{Re} \chi(T) = 0.698$ при $\frac{T}{T_c} = 0.766 \rightarrow T_m' = 0.766 \cdot 1208 = 925 \text{ K}$
 $\max \text{Im} \chi(T) = 0.358$ при $\frac{T}{T_c} = 0.751 \rightarrow T_m'' = 0.751 \cdot 1208 = 907 \text{ K}$

2) При T_m на графике τ T_0 (в паре $H_c(T)$ для $T_0 = 746 \text{ K}$, 12/VIII, $\alpha_{KG} T_0 = 650 \text{ K}$)

можно определить температурой $t_{\text{зам}}$ от 100 s - $H_c(t)$ до $0.1 \text{ s} = \frac{1}{10 \text{ Hz}} = \frac{1}{f}$

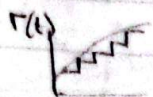
T_m заметно падает с ω (увелич. ω)

3) С увелич. H от 20 до 200 Oe T_m падает, $\max \text{Re} \chi \approx \text{const}$, $T_m'' \approx \text{const}$, $\text{Im} \chi(T)$ почти заметно

13/11 Анализ забвения H_c и H_{sw} as $\frac{dH}{dt}$ field sweep rate.
 $H_c(H)$ univ. paper: A. Garg, PRB'95, 51, 15592 (1995).

Ess. rate: $\Gamma(H)$, $u, t(H)$ $H \downarrow$ $H_{sw}(H) = \frac{dH}{dt} t = R t$

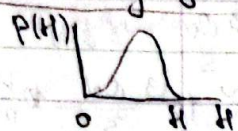
Dep. on rate & univ. parameter $W(t) = e^{-\Gamma t}$, $\Gamma(H) = \Gamma[H(t)] = \Gamma(t)$

$\Gamma(H)$  $W(t_0) = W(t_0/t_{un}) \dots W(t_0/0) = e^{-\Gamma_0 t_0} \dots e^{-\Gamma_0 t_0} = e^{-\frac{2}{n} \Gamma_0 t_0}$
 $W(t) = e^{-\int \Gamma(H) dt}$, $\int \Gamma[H(t')] dt' = \left| t' = \frac{1}{R} H(t') \right|_{R=const} = \int_0^H \frac{1}{R} \Gamma(H') dH'$

$W(H) = e^{-\frac{1}{R} \int_0^H \Gamma(H') dH'}$, $\Gamma(H) = \frac{1}{t(H)}$

$\frac{M_z(t)}{M_s} = 2e^{-t/\tau} - 1 \rightarrow \frac{M_z(H)}{M_s} = 2e^{-\frac{1}{R} \int_0^H \Gamma(H') dH'} - 1$ (un. by Garg'95)

Switching field distribution



$P(H) = -\frac{dW(H)}{dH} = \frac{\Gamma(H)}{R} e^{-\frac{1}{R} \int_0^H \Gamma(H') dH'}$
 $P(0)=0$ и $P(H_c)=0$

H_c - это поле когда $\Delta E = 0$ (т.к. H_k для uniaxial case и H_{100} для $H \parallel 100$)

Def. $\epsilon = 1 - \frac{H}{H_c}$ и упрощен. $\Gamma(H) = \Gamma(\epsilon) = A \epsilon^{a+b-1} e^{-B \epsilon^b}$

univ. $X \gg 1$ $X = \frac{H_c A}{R B B^{1+q}}$ univ. упрощение

$\rightarrow \langle \epsilon \rangle = \left[\frac{1}{B} \ln X \right]^{1/b}$, $\frac{\langle H_{sw} \rangle}{H_c} = 1 - \left[\frac{1}{B} \ln \left(\frac{H_c A}{R B B^{1+q}} \right) \right]^{1/b}$ - Garg'95

Для uniaxial case $H_c = H_k$, $\Delta E = K_1 V (1 - \frac{H}{H_c})^2 = K_1 V \epsilon^2$, т.е. $b=2$

$B = \frac{K_1 V}{kT}$

$\rightarrow$ (a) упрощение - Neel: $\Gamma = \frac{1}{\tau} = f_0 e^{-\Delta E/kT}$, $f_0 = A \epsilon^{a+b-1}$ or H не забывает,
 т.е. $a = -1$ и $b = 2$ и $f_0 = A$

$H_{sw}(H) - \text{Garg'95}$ $\frac{\langle H_{sw} \rangle}{H_k} = 1 - \left[\frac{kT}{K_1 V} \ln \left(\frac{H_k}{R} \frac{f_0}{2 (K_1 V/kT)^{1/2}} \right) \right]^{1/2}$ - на основе 1/2 - Neel

Тогда как Chantrell'88 газет: $\frac{H_{sw}}{H_k} = 1 - \left[\frac{1}{3} \ln \left(\frac{f_0 H_k}{23 (1 - H_{sw}/H_k) R} \right) \right]^{1/2}$
 (на осн. eq. Neel)

Lyberatos'JMM'99 газет: $\frac{H_{sw}}{H_k} = 1 - \left[\frac{1}{3} \ln \left(\frac{f_0 H_k^R}{R} \right) \right]^{1/2}$, $B = K_1 V/kT$,

$H_k^R = R \cdot t^R$, t^R - время упрощения экв. steady field H (χ_{100}^R under current χ_{11} due inter-wall перек.)

$\rightarrow$ Eq. где H_{sw} явно не совпадает с Garg'95.

Или H_{sw} - Lyberatos'99 можно сказать некая из-за пренебрежения H_k^R и H_k .

$\rightarrow$ (b) упрощение Brown: $\Gamma = \frac{1}{\tau} = \delta H_k \alpha \left(\frac{\delta}{\pi} \right)^{1/2} (1-h^2)(1-h) e^{-\delta(1-h)^2}$

если упрощение back transit $\sim (1+h)$. $\Gamma = \frac{\delta H_k \alpha (\delta/\pi)^{1/2} (1+h)(1-h)^2 e^{-\delta(1-h)^2}}{A}$

$b=2$, $a+b-1=2$, $a=1$, $B=3$, $(1-h)=\epsilon$, $A = \delta H_k \alpha (\delta/\pi)^{1/2} (1+h)$ - это же Brown one-direction flow

$$\left\langle \frac{H_{sw}}{H_k} \right\rangle = 1 - \left[\frac{1}{3} \ln \left(\frac{H_k}{R} \frac{d\delta H_k}{2 \delta^{3/2}} \frac{(\delta/\pi)^{1/2} (1+h)}{2 \delta^{3/2}} \right) \right]^{1/2}$$

$$\left\langle \frac{H_{sw}}{H_k} \right\rangle = 1 - \left[\frac{1}{3} \ln \left(\frac{H_k}{R} \frac{d\delta H_k}{2 \pi^{1/2} \delta} (1 + H_{sw}/H_k) \right) \right]^{1/2}$$

У Эл-Хило'92 восп. упр. $\frac{H_k}{2R\delta}$ в $\ln(\dots)$ есть $f_0^{Hilo} = d \left(\frac{M_s V}{2\pi kT} \right)^{1/2} \delta^{3/2}$

у меня $\sim 1 - \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{d\delta H_k}{\delta} (1 + H_{sw}/H_k)$

Воспр. в $\langle H_{sw} \rangle$ не совпадают, но согласуются бже Эл-Хило'92 $\frac{1}{\pi} \sim (1-h)$ брассоване мн. $(1-h^2)$.

$$X = \frac{H_k}{R} \frac{d\delta H_k}{2 \pi^{1/2} \delta} (1 + H_{sw}/H_k) = \frac{R_0}{R}, \quad R_0 = \frac{H_k d\delta H_k}{\delta} (1 + H_{sw}/H_k) \approx$$

$$\approx \frac{0.01 \cdot 10^{10} \text{e} \cdot 2\pi \cdot 30 \text{ GHz} \cdot 2}{30} = \frac{1}{3} 10^2 \cdot 12\pi \cdot 10 \text{ e} \cdot 10^9 \text{ Hz} \approx \frac{1}{3} 4 \cdot 10^{13} \frac{\text{e}}{\text{s}}$$

Две $X \gg 1$ нго $R \ll R_0$, $R_0 = \frac{1}{3} 4 \cdot 10^{13} \frac{\text{e}}{\text{s}}$, $R_0 (\delta \approx 4) \approx 10^{13} \frac{\text{e}}{\text{s}} = 10 \frac{k_B}{ns}$

(упрощенно Eq. by Garg'95)

T.e. $X \gg 1$ упр. $R \ll 10 \frac{k_B}{ns}$ (упр. $\delta \approx 4-5$).

Резю: Упр. гранич. шумное $R \sim 1 \frac{k_B}{ns}$, т.е. Eq. Garg'95 можно упрощенно где $\delta = \frac{k_B V}{kT} \sim 1$, но квант. где $\delta \sim 10-100$.
Но упр. $T \rightarrow T_c$ и есть $\delta \sim 1$.

① Gumbrell, J. Ph. D'88 :
(уз V_c - Neel)

$$h_c(R) = 1 - \left(\frac{1}{a} \ln \frac{f_0 H_k}{2aR(1-h_c)} \right)^{1/2}, \quad a = \frac{k_B V}{kT}, \quad h_c = \frac{H_c}{H_k}, \quad R = \frac{dH}{dt}$$

$$t_{eff} = \frac{H_k}{2aR(1-h_c)}, \quad H_f = \frac{kT}{M_s V(1-h_c)}, \quad t_{eff} = \frac{H_f}{R}$$

② El-Hilo' JMMN'92 :
(уз $\frac{1}{\pi} = f_0^{El-H} (1-h)e^{-a(1-h)^2}$)
 $\approx$ Brown 1-direction flow

$$h_c(R) = 1 - \left[\frac{1}{a_m} \ln \frac{f_0^{El-H} H_k}{2a_m R} \right]^{1/2}$$

14/IX SW - rectan. elements. Кусочек по расщелине может
Эквивалентен by Hicken & Gubbiotti.

Расчет локализованных по y ($y \parallel \vec{M}_0 \parallel H$) мод в rectang. el. дан
основан на 31/III.

I Упрощен. макс (12/XII 021.) : Внутр. поле $H_i(y) = H_0 + H_1 \cos(2 \frac{\pi y}{\ell})$, что
позволило выполн. гр. условия $\mu_n(y \pm \ell/2) = 0$ или $\frac{\partial \mu_n}{\partial y} \Big|_{\pm \ell/2} = 0$
с помощью р. Магн $\mu_n(y)$.



Гр-е Магн $\frac{d^2 \mu}{dz^2} + [a - 2q \cos 2z] \mu(z) = 0$, $z = \frac{\pi y}{\ell}$.

Спектр : набор a_n . СФ : $\mu_n(y)$. $M_n = H_0 + \alpha M_s (\frac{\pi}{\ell})^2 a_n$

$a_n(q=0) = n^2$, что позволило считать $(k_y)_n = \frac{\pi}{\ell} \sqrt{a_n}$.

Прудности : Упрости $H_0 = H_1$, $q \sim H_1$, $q=0 \Rightarrow H_1=0$ и $H_0=0$, $H_i=0$.
 $H_0 (k_y)_n = \frac{n\pi}{\ell}$ должно быть в uniform $H_i(y)$.
Т.е. неясно, где в $H_i(y)$ - external и internal (gen.) расщ.

II Упрощен. макс для SW-strips (22/XII) : уже знаем, что поле
как магнит. элемент от $\nabla^2 G_{zz}(y, y')$ на р. Магн $\mu_n(y)$.
Это дано сразу разрывные расщелины ω_n .

III Упрощен. макс для SW-rectan. elem. (12-15/II) : предполагали, что
SW расщелины ω_{mn} of rect. element (вспомогат. обменно-локализ. моды)
попыт. быть описаны $\omega_{mn}(\vec{q}) \propto$ - величина с $q_x^{(m)} = \frac{m\pi}{w}$ и $q_y^{(n)} = \frac{\pi}{\ell} \sqrt{a_n}$,
 a_n - 3-гр. Магн.

$$\frac{\omega_{mn}^2}{\omega_n^2} = \left[\frac{\Omega_{mn}}{\omega_n} + f(\alpha \ell) \frac{q_{mn}^2}{\alpha^2} + H_{mn} \right] \left[\frac{\Omega_{mn}}{\omega_n} + 1 - f(\alpha \ell) + H_{mn} \right]$$

$$\rightarrow \frac{1}{f} \Omega_{mn} = N_{mn} = H + \alpha M_s (\frac{\pi}{\ell})^2 [m^2 + (\frac{w}{\ell})^2 a_n], \quad a_n < 0 \text{ для } n=1, 3$$

с велич. Ω_{mn} можно справиться.

$$H_{mn} = + \frac{1}{4\pi \ell M_s} \int dx dy H_d^2(x, y) m_{mn}^2(x, y), \quad m_{mn}(x, y) = \cos \frac{m\pi x}{w} \cdot \mu_n(y)$$

Какие $H_d(x, y)$ сюда подставляются?

$$14/II \text{ а } \text{для } H_d^{mn} = H_d^n = \frac{H_1}{B_n} \int dy \cos(2 \frac{\pi y}{\ell}) \mu_n^2(y) \text{ и т.д.}$$

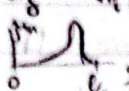
$$H_d^{mn} \text{ от } \mu_n^2 \text{ и считая } H_d(y) = H_1 \cos(2 \frac{\pi y}{\ell}), \text{ т.е. в } H_i(y) = H_0 + H_1 \cos(2 \frac{\pi y}{\ell})$$

$$H_0 = H_{ext} = H - \text{мало, т.к. } H_i(y=0) = H_0 + H_1 \approx 2H_0 \text{ (т.к. для } H_0 = H_1).$$

С гр. стороны Joseph-Schl. $H_d(y=0) \approx 0$ и $H_i^{(0)}(y) \approx H_{ext} = H_0$ (вм. расщ. величин $H_i(y)$).

Упрощен. (или убого), хотя величина области $y \approx \pm \ell/2$ где $\mu_n^2(y) \neq 0$.

Хотим задать на $H_i(y=0)$, а то что считать H_{ext} ? H_0 или $2H_0$?
и наоборот, что $H_d \sim H_1 \sim H_0$ - значит, надо $\sim H_{ext}$ (это конечно).

Будем считать H_d^{mn} по ф. Joseph-Silfmann '85 на СФ $f_n(y) = \cos(\frac{\pi}{\ell} y)$.
Хотя $f_n(y)$ и a_n не связаны из $H_i(y) = H_0 + H_1 \cos(2\pi \frac{y}{\ell})$, $H_0 \neq H_1$.
Остаток будем $f_n(y)$  считать, но a_n ?

В гр-а на СФ обменно-оператора (H/M)

$$H_i^{mn}(y) = H + H_d^{mn}(y) \xrightarrow{\text{замена}} H_i(y) = H_0 + H_1 \cos(2\pi \frac{y}{\ell}), \quad H_0 \neq H_1$$

$$\Rightarrow \text{гр. Макс где } f_n(y) \text{ с } a_n = \left(\frac{\ell}{\pi}\right)^2 \frac{1}{2M_s} [N_{mn} - dM_s q_m^2 - H_0], \quad N_{mn} = H_0 + dM_s q_m^2 + dM_s \left(\frac{\pi}{\ell}\right)^2 a_n$$

$$N_{mn} - \text{св. оператор } \hat{L}_{ex} = -dM_s \nabla^2 + H + H_d(x,y), \quad \hat{L}_{ex} m_{mn}(x,y) = N_{mn} m_{mn}(x,y)$$

$$\hat{L}_{ex} = -dM_s \frac{\partial^2}{\partial x^2} - dM_s \frac{\partial^2}{\partial y^2} + H + H_d(x,y), \quad \left[-dM_s \frac{\partial^2}{\partial y^2} + H + H_d(x,y) \right] m_{mn}(xy) = [H_0 + dM_s \left(\frac{\pi}{\ell}\right)^2 a_n] m_{mn}(xy)$$

$$H + H_d(x,y) \rightarrow H_0 + H_1 \cos(\dots), \text{ поэтому } \left[-dM_s \frac{\partial^2}{\partial y^2} + H_1 \cos(2\pi \frac{y}{\ell}) \right] f_n(y) = dM_s f_n(y) \left(\frac{\pi}{\ell}\right)^2 a_n$$

$$\left[-\left(\frac{\ell}{\pi}\right)^2 \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \left(\frac{\ell}{\pi}\right)^2 \frac{1}{2M_s} H_1 \cos(2\pi \frac{y}{\ell}) \right] f_n = a_n f_n(y) \rightarrow \left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} + 2q \cos(2z) \right] f_n(z) = a_n f_n(z)$$

$z = \frac{\pi y}{\ell}$, $q = \frac{1}{2} \left(\frac{\ell}{\pi}\right)^2 \frac{1}{2M_s} H_1$. Получим стояч. гр. Макс. a_n зависит в себя H_0 , H_1 , $H_d(y) = H_1 \cos(2\pi \frac{y}{\ell})$ имеет свои гравит. функции в кристе.

$$\text{В } \omega_{mn} \text{ стоит } N_{mn} + H_d^{mn} = H_0 + dM_s q_m^2 + dM_s \left(\frac{\pi}{\ell}\right)^2 a_n + H_d^{mn} \text{ но}$$

способ вычисления a_n означает, что $H_d \sim H_1$ уже включено в a_n (!).

Зачем же учитывать H_d^{mn} еще раз?

$f_n(y) \sim a_n$ - есть СФ и СЗ не место обменно-оператора, а операторе $\hat{L}_{ex}$, куда включено статич. гравитовое поле $H_d(x,y)$, хотя и приближенно.

$$\text{Поэтому надо: } \omega_{mn}^2 = \omega_m^2 \left[\frac{N_{mn}}{\omega_m} + f(x\ell) \frac{q_m^2}{x^2} \right] \left[\frac{N_{mn}}{\omega_m} + 1 - f(x\ell) \right] \quad \text{SW автор не согласен с Макс}$$

$$x^2 = q_m^2 + q_n^2$$

Вид м.з.л. грав. грав. поле под влиянием. Это также $q_n = q_m$ или?

Везде зон м.элементы свертываю на $f_n(y) = \cos(q_n y)$ и $p = 1/\ell \rightarrow 0$.

Поэтому или $\approx$ считать $q_n = \frac{n\pi}{\ell}$ (как $f_n(y)$ и a_n) либо считать

м.з.л. от $G_{xx}, G_{zz}(x,y)$ на $f_n(y)$ - Макс.

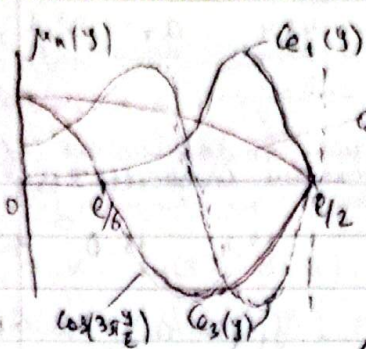
$$N_{mn} = H_0 + dM_s [q_m^2 + \left(\frac{\pi}{\ell}\right)^2 a_n], \quad \omega_{mn}^2 = q_m^2 + \left(\frac{\pi}{\ell}\right)^2 a_n$$

- но это только в N_{mn} - СЗ от $\hat{L}_{ex}$. также ω_{mn} в $f(x\ell)$ тоже зависит от a_n .

$q_n = \left(\frac{\pi}{\ell}\right) p_n$ поэтому только в N_{mn} - (exch. + static dip.) поле, но не в dynamic dip.

Очевидно, что $q_n = n\pi/\ell$ нет, но обрисуем гра. процесса H_{dip} dynamic м.з.л. (15/11)

15/12
SW-rect.



ф. масса $Ce_1(y)$ - постоян. на $y \sim \ell/2$ и сильно осн. от $\cos(\pi y/\ell)$ с макс $y \sim \ell/2$
 $\cos(\pi y/\ell)$ - Разность ме $Ce_3(y)$ и $\cos(3\pi y/\ell)$ не очень большая.
 Это объясн. потому что $n=3$
 вместо π/ℓ там в гун. ф. поле можно подставить $k_n = \pi y/\ell$ и получить различные значения (15/11)
 3/11 - я проводил считать G_{xx} - и. э. на $\mu(y) = \cos(\pi y/\ell)$

Возьм H_0 и H_{ext} : $H_{ext} + H_d^m(y=0) = H_i(y=0) = 2H_0$, $H_0 = \frac{1}{2} [H_{ext} + H_d^m(y=0)]$

Внеш. поле H_{ext} - берется из экв., а вот $H_d^m(y=0)$ надо получить из eq. Joseph - Schl. (там надо задать S/μ , но бросим).

$H_d(y=0) = -M_S N_{yy}(y=0)$, $N_{yy}(y)$ - среднее по x или y при $x=0$ (5/11)
 индекс "m" наносится, если не.

→ Т.е. в расчёте SW-засос где exp. Gubbiotti 12-15/11 были след. ошибки:

- (I) Неверное H_0 , $H_0 = \frac{1}{2} H_i(y=0) = \frac{1}{2} [H_{ext} + H_d^m(y=0)]$, $H_0 = f(H_{ext})$
 и $\approx H_0 = \frac{1}{2} H_{ext}$, т.к. $H_d^m(0) \sim 4\pi M_S \rho$ мало.
- (II) Неверный знак H_d^{mn} static - которые были указаны в "a"
- (III) Неверное выражение где и. э. гун. ф. поле X_{mn}, Z_{mn} .
 Возь $X_{mn} = f(x) \frac{q_m^2}{x_{mn}^2}$ и $Z_{mn} = 1 - f(x_{mn})$ подставим на наших волнах $\mu_n(y) = \cos(q_n y)$ а не на более правильных $\mu_n(y)$ - ф. масса.
 (Note: но при $n \geq 3$ все же можно в X_{mn} и Z_{mn} подставить $k_n = \pi n/\ell$ или π/ℓ или $\pi/2$ или $\pi/4$ или $\pi/8$ или $\pi/16$ или $\pi/32$ или $\pi/64$ или $\pi/128$ или $\pi/256$ или $\pi/512$ или $\pi/1024$ или $\pi/2048$ или $\pi/4096$ или $\pi/8192$ или $\pi/16384$ или $\pi/32768$ или $\pi/65536$ или $\pi/131072$ или $\pi/262144$ или $\pi/524288$ или $\pi/1048576$ или $\pi/2097152$ или $\pi/4194304$ или $\pi/8388608$ или $\pi/16777216$ или $\pi/33554432$ или $\pi/67108864$ или $\pi/134217728$ или $\pi/268435456$ или $\pi/536870912$ или $\pi/1073741824$ или $\pi/2147483648$ или $\pi/4294967296$ или $\pi/8589934592$ или $\pi/17179869184$ или $\pi/34359738368$ или $\pi/68719476736$ или $\pi/137438953472$ или $\pi/274877906944$ или $\pi/549755813888$ или $\pi/1099511627776$ или $\pi/2199023255552$ или $\pi/4398046511104$ или $\pi/8796093022208$ или $\pi/17592186044416$ или $\pi/35184372088832$ или $\pi/70368744177664$ или $\pi/140737488355328$ или $\pi/281474976710656$ или $\pi/562949953421312$ или $\pi/1125899906842624$ или $\pi/2251799813685248$ или $\pi/4503599627370496$ или $\pi/9007199254740992$ или $\pi/18014398509481984$ или $\pi/36028797018963968$ или $\pi/72057594037927936$ или $\pi/144115188075855872$ или $\pi/288230376151711744$ или $\pi/576460752303423488$ или $\pi/1152921504606846976$ или $\pi/2305843009213693952$ или $\pi/4611686018427387904$ или $\pi/9223372036854775808$ или $\pi/18446744073709551616$ или $\pi/36893488147419103232$ или $\pi/73786976294838206464$ или $\pi/147573952589676412928$ или $\pi/295147905179352825856$ или $\pi/590295810358705651712$ или $\pi/1180591620717411303424$ или $\pi/2361183241434822606848$ или $\pi/4722366482869645213696$ или $\pi/9444732965739290427392$ или $\pi/18889465931478580854784$ или $\pi/37778931862957161709568$ или $\pi/75557863725914323419136$ или $\pi/151115727451828646838272$ или $\pi/302231454903657293676544$ или $\pi/604462909807314587353088$ или $\pi/1208925819614629174706176$ или $\pi/2417851639229258349412352$ или $\pi/4835703278458516698824704$ или $\pi/9671406556917033397649408$ или $\pi/19342813113834066795298816$ или $\pi/38685626227668133590597632$ или $\pi/77371252455336267181195264$ или $\pi/154742504910672534362390528$ или $\pi/309485009821345068724781056$ или $\pi/618970019642690137449562112$ или $\pi/1237940039285380274899124224$ или $\pi/2475880078570760549798248448$ или $\pi/4951760157141521099596496896$ или $\pi/9903520314283042199192993792$ или $\pi/19807040628566084398385987584$ или $\pi/39614081257132168796771975168$ или $\pi/79228162514264337593543950336$ или $\pi/158456325028528675187087900672$ или $\pi/316912650057057350374175801344$ или $\pi/633825300114114700748351602688$ или $\pi/1267650600228229401496703205376$ или $\pi/2535301200456458802993406410752$ или $\pi/5070602400912917605986812821504$ или $\pi/10141204801825835211973625643008$ или $\pi/20282409603651670423947251286016$ или $\pi/40564819207303340847894502572032$ или $\pi/81129638414606681695789005144064$ или $\pi/162259276829213363391578010288128$ или $\pi/324518553658426726783156020576256$ или $\pi/649037107316853453566312041152512$ или $\pi/1298074214633706907132624082305024$ или $\pi/2596148429267413814265248164610048$ или $\pi/5192296858534827628530496329220096$ или $\pi/10384593717069655257060992658440192$ или $\pi/20769187434139310514121985316880384$ или $\pi/41538374868278621028243970633760768$ или $\pi/83076749736557242056487941267521536$ или $\pi/166153499473114484112975882535043072$ или $\pi/332306998946228968225951765070086144$ или $\pi/664613997892457936451903530140172288$ или $\pi/1329227995784915872903807060280344576$ или $\pi/2658455991569831745807614120560689152$ или $\pi/5316911983139663491615228241121378304$ или $\pi/10633823966279326983230456482242756608$ или $\pi/21267647932558653966460912964485513216$ или $\pi/42535295865117307932921825928971026432$ или $\pi/85070591730234615865843651857942052864$ или $\pi/170141183460469231731687303715884105728$ или $\pi/340282366920938463463374607431768211456$ или $\pi/680564733841876926926749214863536422912$ или $\pi/1361129467683753853853498429727072845824$ или $\pi/2722258935367507707706996859454145691648$ или $\pi/5444517870735015415413993718908291383296$ или $\pi/10889035741470030830827987437816582766592$ или $\pi/21778071482940061661655974875633165533184$ или $\pi/43556142965880123323311949751266331066368$ или $\pi/87112285931760246646623899502532662132736$ или $\pi/174224571863520493293247799005065324265472$ или $\pi/348449143727040986586495598010130648530944$ или $\pi/696898287454081973172991196020261297061888$ или $\pi/1393796574908163946345982392040522594123776$ или $\pi/2787593149816327892691964784081045188247552$ или $\pi/5575186299632655785383929568162090376495104$ или $\pi/11150372599265311570767859136324180752990208$ или $\pi/22300745198530623141535718272648361505980416$ или $\pi/44601490397061246283071436545296723011960832$ или $\pi/89202980794122492566142873090593446023921664$ или $\pi/178405961588244985132285746181186892047843328$ или $\pi/356811923176489970264571492362373784095686656$ или $\pi/713623846352979940529142984724747568191373312$ или $\pi/1427247692705959881058285969449495136382746624$ или $\pi/2854495385411919762116571938898990272765493248$ или $\pi/5708990770823839524233143877797980545530986496$ или $\pi/11417981541647679048466287755595961091061972992$ или $\pi/22835963083295358096932575511191922182123945984$ или $\pi/45671926166590716193865151022383844364247891968$ или $\pi/91343852333181432387730302044767688728495783936$ или $\pi/182687704666362864775460604089535377456991567872$ или $\pi/365375409332725729550921208179070754913983135744$ или $\pi/730750818665451459101842416358141509827966271488$ или $\pi/1461501637330902918203684832716283019655932542976$ или $\pi/2923003274661805836407369665432566039311865085952$ или $\pi/5846006549323611672814739330865132078623730171904$ или $\pi/11692013098647223345629478661730264157247460343808$ или $\pi/23384026197294446691258957323460528314494920687616$ или $\pi/46768052394588893382517914646921056628989841375232$ или $\pi/93536104789177786765035829293842113257979682750464$ или $\pi/187072209578355573530071658587684226515959365500928$ или $\pi/374144419156711147060143317175368453031918731001856$ или $\pi/748288838313422294120286634350736906063837462003712$ или $\pi/1496577676626844588240573268701473812127674924007424$ или $\pi/2993155353253689176481146537402947624255349848014848$ или $\pi/5986310706507378352962293074805895248510699696029696$ или $\pi/11972621413014756705924586149611790497021399392059392$ или $\pi/23945242826029513411849172299223580994042798784118784$ или $\pi/47890485652059026823698344598447161988085597568237568$ или $\pi/95780971304118053647396689196894323976171195136475136$ или $\pi/191561942608236107294793378393788647952342390272950272$ или $\pi/383123885216472214589586756787577295904684780545900544$ или $\pi/766247770432944429179173513575154591809369561091801088$ или $\pi/1532495540865888858358347027150309183618739122183602176$ или $\pi/3064991081731777716716694054300618367237478244367204352$ или $\pi/6129982163463555433433388108601236734474956488734408704$ или $\pi/12259964326927110866866776217202473468949912977468817408$ или $\pi/24519928653854221733733552434404946937899825954937634816$ или $\pi/49039857307708443467467104868809893875799651909875269632$ или $\pi/98079714615416886934934209737619787751599303819750539264$ или $\pi/196159429230833773869868419475239575503198607639501078528$ или $\pi/392318858461667547739736838950479151006397215279002157056$ или $\pi/784637716923335095479473677900958302012794430558004314112$ или $\pi/1569275433846670190958947355801916604025588861116008628224$ или $\pi/3138550867693340381917894711603833208051177722232017256448$ или $\pi/6277101735386680763835789423207666416102355444464034512896$ или $\pi/12554203470773361527671578846415332832204710888928069025792$ или $\pi/25108406941546723055343157692830665664409421777856138051584$ или $\pi/50216813883093446110686315385661331328818843555712276103168$ или $\pi/100433627766186892221372630771322662657637687111424552206336$ или $\pi/200867255532373784442745261542645325315275374222849104412672$ или $\pi/401734511064747568885490523085290650630550748445698208825344$ или $\pi/803469022129495137770981046170581301261101496891396417650688$ или $\pi/1606938044258990275541962092341162602522202993782792835301376$ или $\pi/3213876088517980551083924184682325205044405987565585670602752$ или $\pi/6427752177035961102167848369364650410088811975131171341205504$ или $\pi/12855504354071922204335696738729300820177623950262342682411008$ или $\pi/25711008708143844408671393477458601640355247900524685364822016$ или $\pi/51422017416287688817342786954917203280710495801049370729644032$ или $\pi/102844034832575377634685573909834406561420991602098741459288064$ или $\pi/205688069665150755269371147819668813122841983204197482918576128$ или $\pi/411376139330301510538742295639337626245683966408394965837152256$ или $\pi/822752278660603021077484591278675252491367932816789931674304512$ или $\pi/1645504557321206042154969182557350504982735865633579863348609024$ или $\pi/3291009114642412084309938365114701009965471731267159726697218048$ или $\pi/6582018229284824168619876730229402019930943462534319453394436096$ или $\pi/13164036458569648337239753460458804039861886925068638906788872192$ или $\pi/26328072917139296674479506920917608079723773850137277813577744384$ или $\pi/52656145834278593348959013841835216159447547700274555627155488768$ или $\pi/105312291668557186697918027683670432318895095400549111254310977536$ или $\pi/210624583337114373395836055367340864637790190801098222508621955072$ или $\pi/421249166674228746791672110734681729275580381602196445017243910144$ или $\pi/842498333348457493583344221469363458551160763204392890034487820288$ или $\pi/1684996666696914987166688442938726917102321526408785780068975640576$ или $\pi/3369993333393829974333376885877453834204643052817571560137951281152$ или $\pi/6739986666787659948666753771754907668409286105635143120275902562304$ или $\pi/13479973333575319897333507543509815336818572211270286240551805124608$ или $\pi/26959946667150639794667015087019630673637144422540572481103610249216$ или $\pi/53919893334301279589334030174039261347274288845081144962207220498432$ или $\pi/107839786668602559178668060348078522694548577690162289924414440996864$ или $\pi/215679573337205118357336120696157045389097155380324579848828881993728$ или $\pi/431359146674410236714672241392314090778194310760649159697657763987456$ или $\pi/862718293348820473429344482784628181556388621521298319395315527974912$ или $\pi/1725436586697640946858688965569256363112777243042596638790631055949824$ или $\pi/3450873173395281893717377931138512726225554486085193277581262111899648$ или $\pi/6901746346790563787434755862277025452451108972170386555162524223799296$ или $\pi/13803492693581127574869511724554050904902217944340773110325048447598592$ или $\pi/27606985387162255149739023449108101809804435888681546220650096895197184$ или $\pi/55213970774324510299478046898216203619608871777363092441300193790394368$ или $\pi/110427941548649020598956093796432407239217743554726184882600387580788736$ или $\pi/220855883097298041197912187592864814478435487109452369765200775161577472$ или $\pi/441711766194596082395824375185729628956870974218904739530401550323154944$ или $\pi/883423532389192164791648750371459257913741948437809479060803100646309888$ или $\pi/1766847064778384329583297500742918515827483896875618958121606201292619776$ или $\pi/3533694129556768659166595001485837031654967793751237916243212402$

где $a_n(q)$: $a_1 = -46.1$; $a_3 = 0.7$; $a_5 = 43.4$; $a_7 = 82.1$; $a_9 = 116.8$

File SWred-Mate-Gub.mcd "

$\frac{\omega}{2\pi} = 8.0$ GHz, $\frac{\omega_{31}}{2\pi} = 12.4$ GHz — амплитуда сигнала на частоте ω_{31} в спектре Губбиотти — 15/11

Для Губбиотти: f (GHz) = 6.2 9.8 11.5 13.4 15.0 16.0 17.0
(S.B. - 4/17 частот)

4/17 частот влияют $f_1(H)$ на частоту магн. резон., $f_1(1000 \text{ Oe}) = 5.8$ GHz.

Важно а значение Exch. Constant A , а для $A = 1.3 \cdot 10^{-6} \text{ erg/cm}$. Но т.к. у Губбиотти

$M_s = \frac{9.5}{4\pi} \text{ koe} = 756 \text{ Oe}$, то A может быть на 20-30% меньше.

$$H_{ex} = \frac{2A}{M_s} k^2 = \alpha M_s k^2, \quad \frac{H_{ex}}{4\pi M_s} = \left(\frac{\alpha}{4\pi}\right) k^2 = \alpha_{Gub} k^2, \quad \alpha_{Gub} = 2.5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$$

$A = \frac{1}{2} \alpha M_s^2$, $\alpha_G = \frac{1}{4\pi} \alpha$. α — это intrinsic exch. constant

$$\rightarrow A_G = \frac{1}{2} (4\pi \alpha_G) M_s^2 = \frac{1}{2} 4\pi \cdot 2.5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2 (756)^2 \text{ Oe}^2 = 10^{-13} \cdot 10^6 \cdot 8.98 = 0.898 \cdot 10^{-6} \frac{\text{erg}}{\text{cm}}$$

т.е. Exch. constant (micromagnetic) $A_G \approx 0.9 \cdot 10^{-6} \text{ erg/cm}$.

$$q \text{ и } \alpha \text{ надо переписать, } q = \frac{1}{2} \left(\frac{L}{\pi}\right)^2 \frac{H_1}{2M_s} = \frac{1}{4} \left(\frac{L}{\pi}\right)^2 \frac{H_1 M_s}{A_G}, \quad q(H=1000 \text{ Oe}) = 60.26$$

$$\text{One } q = 60.26 \text{ мегер: } \alpha_1 = -75.3; \alpha_3 = -18.1; \alpha_5 = 35.0; \alpha_7 = 84.1; \alpha_9 = 146.8 \text{ (29.2)}$$

($n=1$ — первая мода моды)

Нужны $\frac{\omega}{2\pi} m_1 = 7.8$ GHz, 12.2, 14.2, 15.4, 16.3, ... значения

будет экв. f_m — Губбиотти или $k_n^2 = \frac{\pi}{L}$ в H_{dyn} (т.е. в экв.).

$$\text{Но } k_y^{ef} = \frac{\pi}{L \cdot 0.33} \text{ герс } \frac{\omega_{m1}}{2\pi} \text{ (GHz)} = 5.8, 10.9, 13.5, 14.9, 16.9 \dots$$

— где будет k экв. f_m Губбиотти.

→ Вывод: при переписке H_0 и H_{ext} и при стат. H_d выстраивая на магнитном (и поле $A = 0.9 \cdot 10^{-6} \text{ erg/cm}$ не нормаль), надо учесть ген. ген. поле тоже $\omega_{Gxx}, \omega_{Gzz}$ тем поле ($\omega f(xL)$ с $k_y^{ef} = \omega/L$).

$$\text{Можно переписать } C_e(z) = \sum_{z=0}^{\infty} A_{2z+1} \cos\left[(2z+1)\frac{\pi y}{L}\right] \text{ и учесть } k_y^{ef} = \sum_{z=0}^{\infty} A_{2z+1} \frac{(2z+1)\pi}{L} > \frac{\pi}{L}$$

то есть k_y^{ef} (одн. измерения) $< L$. $k_y^{ef} = \frac{\pi}{L_{ef}} > \frac{\pi}{L}$. Но это объяснение.

Связано $31/111$ и $X_{mn}(G_{xx})$ и $Z_{mn}(G_{zz})$ с частотой резон.

$$I_n(k_y) = \int_{-L/2}^{L/2} dy \mu_n(y) \cos(k_y y), \quad X_{mn} = \frac{1}{A_{mn}} \left(-\frac{1}{\pi}\right) \frac{\pi \omega}{2} \int_{-\infty}^{\infty} dk_y \frac{q_m^2}{q_m^2 + k_y^2} f(\sqrt{q_m^2 + k_y^2} L) I_n(k_y)$$

где при $f(k_x, \dots)$ нормированы $\frac{\omega}{L} \rightarrow \infty$ и $\mu_n(y)$ — п. Макс.

$$I_n(k_y) = \sum_y b_y \delta(k_y - q_y^y) \text{ и } X_{mn} = \text{сумма } \frac{q_m^2}{\alpha_{mn}^2} f(xL) \text{ с разн. } q_n^y$$

Поэтому надо как $22/111$ или где ∞ — строгое требование к уч.

УД — L с G_{xx} и G_{zz} и правильно учесть ген. ген. поле.

16/2

Учебная работа по физ. конформации (срочн?)

Proj report: Harmonic approximation Progress Report. 1) Вывести $y_1(t)$ - MFA

- Introduce the high-T dispersion in the dynamics of conformational PR.

The balance of ratio $y_1(t) = \beta(t)$, vs $y_1(t) = \frac{M_s}{M_k}$ static occ const or T, i.e. $K_1(t) = M_s^2(t)$ gain because T.

- 2) Analyzing $H_c(t, k)$ of field sweep rate - Gavg & gp. - Gavg? & con. PR
- 3) Localized SW - & con. order.

HAMP: Proj. & Discussion regarding the HAMP-external Review on $H_c(t)$ -GPE, LD cases of fast particle switching (UL), SPM trap & M-field cooled (Andreas).

Work on $H_c(t)$ -GPE by Mead give $D = 5.5 \text{ nm}$ & $K_1^0 = 1.6 \cdot 10^7 \text{ erg/cc}$, $\text{conform. } M_s(t) = 140^3 \text{ G}$ & $T_0 = 1208 \text{ K}$. $H_c(t, p, x)$. ($D = 6.9 \text{ nm}$)

V brogat b "a" = $V/V(t)$ & de-broge y zveno bapmo, a bot $K_1(t)$ brogat ne xemo b porupobay $H_c = \frac{H_c}{H_k}$, xco u b "x" u "p". Vpobaymo yzmenenno u "x, p" yzmenenno $V = K_1(t)$.
"V" brogat xemo b $x = \frac{K_1(t)V}{H_c}$, a bot $K_1(t)$ brogat u brogat $H_c(t)$ u b "x" u "p" $\beta = \frac{d}{dt} \frac{H_k(t)}{H_c(t)}$

SW notation.

YD e grom gen. gen. wozon (12 u 17/02/21) - G_{xx}, G_{zz} abno.

$$\begin{cases} -i\omega m_x(p) = -m_z(p) H_c(p) + M_s \int d^2 p' G_{zz}(p, p') m_z(p') \\ -i\omega m_z(p) = H_c(p) m_x(p) - M_s \int d^2 p' G_{xx}(p, p') m_x(p') \end{cases}$$

$H_c(p) = H_c(x, y) = H + H_d(p) \rightarrow H_c(p) = H + H_d(p) - \alpha M_s \nabla^2 = \hat{H}_c(p)$, am. 22/2/022.

$$G_{xx}(p, p') = -\frac{1}{\pi} \int d^2 k \frac{k_x^2}{k^2} f(kL) e^{i\vec{k}(\vec{p}-\vec{p}')}$$

$$G_{xx}^{mm}(y, y') = \int_{-w/2}^{w/2} dx dx' \cos(q_m x) \cos(q_m x') G_{xx}(p, p')$$

$$G_{xx}^{mm}(y, y') = -2w q_m^2 \int_{-\infty}^{\infty} dk_y \frac{f(kL)}{k_y^2 + q_m^2} \cosh k_y (y - y')$$

$$\approx (-2) p (q_m w)^2 K_0 [q_m |y - y'|] \quad \text{am. 16/1/022}$$

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

$$G_{zz}^{mm}(y, y') = \int_{-w/2}^{w/2} dx dx' \cos(q_m x) \cos(q_m x') G_{zz}(p, p'), \quad G_{zz}^{mm}(y, y') = -2w \int_{-\infty}^{\infty} dk_y [1 - f(kL)] \cosh k_y (y - y')$$

Konerno yz $L_w = p \rightarrow 0$ $G_{zz}(p, p') = -4\pi \delta(\vec{p} - \vec{p}')$, no zoo negocay. u yzmenenno ($k^2 = k_y^2 + q_m^2$).

Wozon. $\int_{-\infty}^{\infty} dk_y \frac{e^{-\sqrt{q_m^2 + k_y^2} L}}{\sqrt{q_m^2 + k_y^2}} \cosh k_y (y - y')$, nomer spayce zafes q. Beccena.

$$G_{zz}^{mm}(y, y') = (-2w) \int_{-\infty}^{\infty} dk_y \left(\frac{1 - \vec{e} \cdot \vec{k}}{kL} \right) \cosh k_y (y - y') = -2w \left(-\frac{2}{L} \right) [K_0(q_m \sqrt{4y^2 + L^2}) - K_0(q_m |y|)]$$

$$G_{zz}^{mm}(y, y') = \frac{4}{p} [K_0(q_m \sqrt{(y - y')^2 + L^2}) - K_0(q_m |y - y'|)] \quad K_0(x) \approx -\ln x \text{ at } x \rightarrow 0$$

Wozon $w \rightarrow \infty, q_m \rightarrow 0$ $G_{zz}^{\infty} = \frac{2}{p} \ln \frac{(y - y')^2}{(y - y')^2 + L^2}$ - Beccena u Beccena (22/2/022)

$$X_{mn} = \int d^2p d^2p' a_m \cos q_{mx} \cdot b_n \int_n(y) G_{xx} a_m \cos q_{mx'} \cdot b_n \int_n(y') \sim a_m^2 b_n^2$$

$$X_{mn} = \frac{1}{\left[\int dy \cos^2 q_{mx} \cdot \int dy \mu_n^2(y) \right]} \int d^2p d^2p' \cos q_{mx} \cdot \int_n(y) G_{xx}(pp') \cos q_{mx'} \cdot \int_n(y'),$$

где $\int_n(y)$ — некое скал. нормированное.
 либо $\int dx dx' G_{xx}(pp') \cos q_{mx} \cdot \cos q_{mx'} = G_{xx}^{mm}(yy')$, $\int_{-w/2}^{w/2} dx \cos^2 q_{mx} = \frac{w}{2} \quad (m \neq 0)$

$$\begin{cases} X_{mn} = \left(\frac{2}{w}\right) \frac{1}{\left[\int dy \mu_n^2(y) \right]} \int dy dy' \int_n(y) G_{xx}^{mm}(yy') \int_n(y') \cdot \left(\frac{1}{4\pi}\right) \text{ и т.д. } \omega_m \text{ и } \omega_{m'}. \\ Z_{mn} = \left(\frac{2}{w}\right) \frac{1}{\left[\int dy \mu_n^2(y) \right]} \int dy dy' \int_n(y) G_{zz}^{mm}(yy') \int_n(y') \cdot \left(\frac{1}{4\pi}\right), \end{cases}$$

$$\int \frac{dy}{w} = \frac{1}{w} \frac{L}{\pi} \int dz, \quad \left(z = \frac{\pi}{L} y \right), \quad \frac{2}{w} \int dy \cdot \frac{1}{4\pi} = \frac{1}{2\pi} \frac{L}{w} \frac{1}{\pi} \int dz \cdot \frac{1}{\pi}, \quad k_y y = \frac{k_y L}{\pi} z$$

$$\begin{cases} X_{mn} = \frac{1}{2\pi^2} \frac{L}{w} \frac{1}{\left[\int dz \mu_n^2(z) \right]} \int_{-w/2}^{w/2} dz dz' \int_n(z) G_{xx}^{mm}(zz') \int_n(z') \\ Z_{mn} = \frac{1}{2\pi^2} \frac{L}{w} \frac{1}{\left[\int dz \mu_n^2(z) \right]} \int_{-w/2}^{w/2} dz dz' \int_n(z) G_{zz}^{mm}(zz') \int_n(z') \end{cases}$$

$$\begin{aligned} \int dy dy' \int_n(y) \int_n(y') G_{xx}^{mm}(yy') &= (-2w) \int dy dy' \int_n(y) \int_n(y') \int_{-\infty}^{\infty} dk_y \frac{q_m^2}{q_m^2 + k_y^2} f(k) \cos k_y(y-y') = \\ &= \left| \cos k_y(y-y') = \cos k_y y \cdot \cos k_y y' + \sin k_y y \cdot \sin k_y y' \right| = (-2w) \int dk_y \frac{q_m^2}{q_m^2 + k_y^2} f(k) I_n^2(k_y) = \\ &= (-2w) \left(\frac{L}{\pi}\right)^2 \int dk_y \frac{q_m^2}{q_m^2 + k_y^2} f(k) \left[\int_{-w/2}^{w/2} dz \int_n(z) \cos\left(\frac{k_y L}{\pi} z\right) \right]^2 \end{aligned}$$

$$-X_{mn} = \frac{2}{w} \frac{1}{4\pi} \frac{1}{\left(\frac{L}{\pi}\right)^2 \int dz \mu_n^2(z)} (-2w) \left(\frac{L}{\pi}\right)^2 \int dk_y \frac{q_m^2}{q_m^2 + k_y^2} f(k) \left[\int dz \int_n(z) \cos\left(\frac{k_y L}{\pi} z\right) \right]^2 = -\frac{L}{\pi^2} \frac{1}{\left[\int dz \mu_n^2(z) \right]} \int dk_y \dots$$

$$-Z_{mn} = \frac{1}{2\pi^2} \frac{L}{w} \frac{1}{\left[\int dz \mu_n^2(z) \right]} \int dz dz' \int_n(z) \int_n(z') \left(\frac{1}{\pi}\right) \left[K_0\left(q_m \sqrt{\frac{L^2}{\pi^2}(z-z')^2 + L^2}\right) - K_0\left(q_m \frac{L}{\pi} |z-z'|\right) \right]$$

$$\omega_{mn}^2 = \omega_m^2 \left[\frac{1}{\omega_m} N_{mn} + X_{mn} \right] \left[\frac{1}{\omega_m} N_{mn} + Z_{mn} \right], \quad N_{mn} = H_0 + dM_s \left[q_m^2 + \left(\frac{\pi}{L}\right)^2 a_n \right]$$

В/в SW red. el. — Gubbiotti exp.

С параметрами exp. Gubbiotti $w'q = 60.3$ берем $X_{11} < 0, Z_{11} < 0(?)$

Нужен параметр X_{mn}, Z_{mn} для нормировки.
 Для нормировки знак X_{mn}, Z_{mn} . Казо $X_{mn} \sim (-G_{xx}), Z_{mn} \sim (-G_{zz})$.

$$\int_{-\infty}^{\infty} dk_y \frac{1-e^{-kL}}{kL} \cos k_y y = \left(\frac{-2}{L}\right) \left[K_0(k_y \sqrt{y^2 + L^2}) - K_0(k_y |y|) \right],$$

$$\begin{aligned} \text{Есть } k_y L = x_y, \text{ и } k_x = x_x, \quad -\frac{1}{L} \int dx_y \left[\frac{1-e^{-x_y L}}{x_y L} \right] = \int dx_y \frac{(1-e^{-x_y L})}{x_y L} = \left(\frac{-2}{L}\right) \left[K_0\left[x_x \sqrt{\left(\frac{y}{L}\right)^2 + \left(\frac{1}{L}\right)^2}\right] - K_0\left(x_x \frac{|y|}{L}\right) \right] \\ G_{zz}^{mm}(yy') = (-2w) \int dx_y \left[\frac{1-e^{-x_y L}}{x_y L} \right] \cos(x_y \frac{y}{L}) = (-2w) \left(\frac{-2}{L}\right) \left[K_0\left[x_x \sqrt{\left(\frac{y}{L}\right)^2 + \left(\frac{1}{L}\right)^2}\right] - K_0\left[x_x \frac{|y|}{L}\right] \right] \end{aligned}$$

$$G_{22}^{mm}(z, z') = \frac{y}{p} \left[K_0 \left(x, \frac{l}{p} \sqrt{\left(\frac{2l}{\pi} \right)^2 + 1} \right) - K_0 \left(x, \frac{2l}{\pi} \right) \right]$$

$$x, \frac{l}{p} = k_x L = \left(\frac{\pi m}{w} \right) L = \pi m p, \quad \frac{1}{\pi} x, = \left(\frac{\pi m}{w} \right) \frac{1}{\pi} l = m \frac{l}{w} = m p \frac{l}{L}$$

Числа m и n берутся в интервале $Z_{mn} > 1$ не менее двух, и это будет забавнее расчитать ω_{mn} .

Z_{mn} ищем по формуле $J_n(y) = \cos q_n y$: $\int_{-l/2}^{l/2} dy \cos^2 q_n y = l/2$

$$Z_{mn} = \left(\frac{2}{w} \right) \frac{1}{4\pi} \frac{1}{\left[\int_{-l/2}^{l/2} dy J_n^2(y) \right]} \int dy dy' J_n(y) J_n(y') G_{22}(yy') =$$

$$= \frac{2}{w} \frac{1}{4\pi} (-2w) \frac{2}{l} \int_{-l/2}^{l/2} dy \int_{-l/2}^{l/2} dy' \cos q_n y \cdot \cos q_n y' \int_{-\infty}^{\infty} dk_y [1 - f(kl)] \cos k_y (y - y') =$$

$$= -\frac{2}{\pi l} \int_{-\infty}^{\infty} dk_y [1 - f(kl)] \int_{-l/2}^{l/2} dy dy' \cos q_n y \cdot \cos q_n y' \cdot \cos k_y (y - y') \quad , \quad I_n(q_n, k_y) = \frac{\pi l}{2} \delta(k_y - q_n) \quad k_y > 0, q_n > 0$$

Но если $k_y \in [-\infty, \infty]$, то $I(q_n, k_y) = \frac{\pi l}{2} [\delta(k_y - q_n) + \delta(k_y + q_n)]$, $q_n > 0$

$$Z_{mn} = \frac{2}{\pi l} \int_{-\infty}^{\infty} dk_y I(q_n, k_y) = \frac{2}{\pi l} \int_{-\infty}^{\infty} dk_y \frac{\pi l}{2} [1 - f(kl)] = 2 [1 - f(kl)] \quad , \quad \text{т.е.}$$

ищем по $\cos q_n y$ - как минимум $2^{\text{й}}$ и Z_{mn} и т.д. берем ищем $Z_{mn} = 1 - f(k_n l)$

→ Уменьшаем Z_{mn} в $2^{\text{й}}$ раз. Но зато ищем по $2^{\text{й}}$ раз.

→ Найдем $\frac{\omega_{m1}}{2\pi} = 7.98 \quad 14.49 \quad 17.88 \quad \dots \quad 19.90 \quad 21.32 \dots \text{ GHz}$

То же самое будет для Z_{mn} расчитаем $f_{m1} = 5.8 \text{ GHz}$, $f_{21} = 9.8 \dots$

SW-rect. Искать. Искать по SW и rect. elements - ENI

Искать



и $w = l = 10 \mu\text{m}$, $L = 150 \mu\text{m}$, $p = \frac{L}{w} = 0.015$

$H_{ext} = 467 \text{ Oe}$, $4\pi M_s = 10.8 \text{ kOe}$, $M_s = 859 \text{ G}$, $A = 1.3 \cdot 10^{-6} \frac{\text{erg}}{\text{cm}}$, $g = 2.15$

Далее $H_z(y=0) = 467 \text{ Oe} + H_d(y=0) = 467 - 64 = 403 \text{ Oe}$ (аналогично x) ($\delta/2\pi \approx 3 \frac{\text{G}}{\text{Oe}}$)

$H_0 = \frac{1}{2} [H_{ext} + H_d(y=0)] = \frac{1}{2} [H_{ext} - 64 \text{ Oe}]$, $H_x = H_0$ [HDP rectan 1. med]

найдем $q = \left(\frac{l}{w} \right)^2 \frac{1}{H_{ex}^0} H_1$, $H_{ex}^0 = \frac{2A}{M_s} \left(\frac{\pi}{w} \right)^2$, $H_{ex}^0 = 2.987 \cdot 10^{-2} \text{ Oe}$

$q (H = 467 \text{ Oe}) = 3.373 \cdot 10^3 \rightarrow a_1 = -6.399 \cdot 10^3$, $a_3 = -5.939 \cdot 10^3$, $a_5 = -5.484 \cdot 10^3$

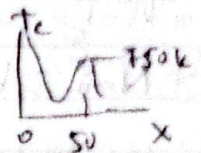
и H_{ext} localized modes ищем расчитать 6.3 GHz и 5.50 GHz .

Вспомогательное $\frac{\omega_{13}}{2\pi} = 5.48 \text{ GHz}$ ($m=1, n=3$) δ ищем в μm и nm exp. 5.50 GHz .

Вспомогательное $\omega_{13}(H)$. Ищем f_{13} от 3.5 до 6.5 GHz и μm $H = 150 - 600 \text{ Oe}$

Рассчитаем $\omega_{13}(150 \text{ Oe}) = 6.55 \text{ GHz}$, $\omega_{13}(600 \text{ Oe}) = 5.30 \text{ GHz}$. $\omega(H)$ ищем $?$ конечное.

Seminar. To measurements of FePt. High field VSM
 C.S. Brown. FePt or near up to 650°C, 30 min. $H_{max} = 90 \text{ kOe}$, $T = 4 - 1000 \text{ K}$.
 M(H), field steps $\Delta H \approx 10 \text{ mT}$. Sensitivity $\approx 10 \text{ memu}$.
 MFA $S = \chi_2$ give $m(T)$ fit to find T_c . $R_{\text{FePt}} \propto T_c(0.5) = \text{max}$
 Fit $m(T)$ no gummy unfilamentary 250-500k — no agglomeration.
 L10 ordered $t = 50 \text{ nm}$ FePt films.



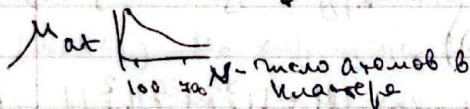
19/12

J.P. Wang. FePt and FeCo materials. High M_s materials.
 Seminar, MINT
 Uni. Minnesota.

- 1) FeCo $M_s = 2.45 \text{ T}$ (M.F. Collin, 1963)
- 2) Fe_{16}N_2 (Takashi, Y. Sugita)
- 3) FeXY Fe_xN_y , $x = \text{Ta, Ti, Al}$, K. Minor
 FeCoY , $Y = \text{B, N}$ S. Wang.

Due to growth in FePt system due to H , $t \propto M_s \rightarrow$ search for high M_s materials for heads
 Victoria — PRB, 2001
 Moritany, Rep. Progr. Phys. 2001

Measure magnetic $d = 1 - 4 \text{ nm}$ uniaxial films. M_s no cracks. Bulk.



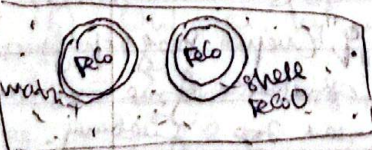
M_s was measured by X-MCD (!)
 C. Binns IEEE TM 38, 141 (2002).

Information: uniaxial M_s (Fe) and uniaxial L up to 1000 K. High frequency
 measurement: high- M_s media FeCo clusters with FeO shells in FeO matrix
 up to 1000 K. M_s measured up to 1000 K. M_s of 2.45 to 2.7-3.0 T.
 Oxygenated uniaxial M_s up to lattice extension $\sim 10\%$.

Capable $\text{Fe}_{55}\text{Co}_{45}$ nanolayer arrays on glass substrate: $M_s = 2.2 \pm 0.5 \text{ T}$
 (C. Binns, 2002)
 M_s - measurements by X-MCD. FeO clusters embedded in matrix
 for high- M_s also high-frequency app.



Metalloorganic chain for new disk



3D or 2D nano-assembled FeO media

Other: $H_c(T)$, H_{sw} , reversal modes.

20/12 SW
rest.

Английский язык - файл 20.12.2012. exp. Gubbiotti.

a) $H_0 = H_1$, $N_{mn} = H_{ex}^0 m^2 + H_{ex}^0 \left(\frac{w}{\ell}\right)^2 \left[2(2n+1)\sqrt{q} - \frac{1}{4}(2n^2+2n+1) \right] - C3 \hat{N}$,
 где $H_i = H_{ex}$.

Английский язык $N_{0n} = \frac{2A}{M_s} \left(\frac{\pi}{\ell}\right)^2 \left[2(2n+1)\sqrt{q} - \frac{1}{4}(2n^2+2n+1) \right] = \frac{2A}{M_s} (k_y^n)^2$,
 где M_s - магнитная постоянная.

т.е. $k_y^n = \frac{\pi}{\ell} \sqrt{2(2n+1)\sqrt{q} - \frac{1}{4}(2n^2+2n+1)}$, $\frac{\pi}{\ell} = \frac{3,14}{0,8 \cdot 10^{-4} \text{ cm}} = 3,93 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$, $k_y^n \approx 2,6 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$
 (при $q=60$).

тогда $N_{mn} = H_{ex}^0 m^2 + H_{ex}^0 \left(\frac{w}{\ell}\right)^2 \left(\frac{\ell}{\pi}\right)^2 (k_y^n)^2 = \frac{2A}{M_s} \left[\left(\frac{\pi}{w}\right)^2 m^2 + (k_y^n)^2 \right]$

k_y входит в себя и внешнее поле H_{ext} и стат. д.р. field $H_d^y(y)$, т.е. $H_i(y)$.

А на границе $k_y^n = \frac{\pi}{\ell} a_n$, где a_n - расстояние между k_y для $n=1,3$.

тогда $H_0 + \frac{2A}{M_s} \left(\frac{\pi}{\ell}\right)^2 a_n^2 = \frac{2A}{M_s} (k_y^n)^2$, $(k_y^n)^2 = \left(\frac{\pi}{\ell}\right)^2 a_n^2 + \frac{M_s}{2A} H_0 > 0$

Вн. в себя $H_0 \sim \frac{1}{2} H_{ex}$ и k_y^n минимум не имеет.

Значит $\left(\frac{1}{f}\right) \Omega_{mn} = N_{mn}$ и $\frac{\omega_{mn}^2}{\omega_m^2} = \left[\frac{\Omega_{mn}}{\omega_m} + f(xL) \frac{q_m^2}{x^2} \right] \left[\frac{\Omega_{mn}}{\omega_m} + 1 - f(xL) \right] - \text{с.ч.}$

с $X_{mn}^{\infty} = f(xL) \frac{q_m^2}{x^2}$ и $Z_{mn}^{\infty} = 1 - f(xL)$, с $x^2 = x_{mn}^2 = q_m^2 + (k_y^n)^2$

т.е. все зависит от k_y^n - eff., которое надо определить в гит. гит. поле

$X_{mn}^{\infty}, Z_{mn}^{\infty}$ - с.ч. H_0 (?) как определить q ? $q = \frac{1}{2} \left(\frac{\ell}{\pi}\right)^2 \frac{H_1}{dM_s}$, а k_y^n определяется через q .

q задается $H_0 = H_1$. Английский язык $H_0 = \frac{1}{2} H_{ext}$, это задает q .

Можно (см. 15/12) по enf. из условия: $H_i(y) = H_0 + H_1 \cos(2\pi \frac{y}{\ell})$, $H_0 = H_1$

$H_i^{JS}(y) = H + H_d^{JS}(y)$, $H_i(0) = H_i^{JS}(0)$, т.е. $H_0 = \frac{1}{2} H_i^{JS}(0)$

[Joseph-Schl.]

тогда $q \sim H_{ext}$, точнее $q \sim H_0 \sim [H_{ext} + H_d^{JS}(0)]$

$q \rightarrow k_y^n(q)$ и $k_y^y(q)$ определяются в $X_{mn}^{\infty}, Z_{mn}^{\infty}(q)$. $k_y^n \sim \sqrt{q}$.

то мы вычисляем по формуле с $X_{mn}(q), Z_{mn}$ - расчет на q . Магнетон?

Весь $Z_{mn}^{\infty}, X_{mn}^{\infty}(q)$ также убывает с ростом q и $\omega_{mn}(q)$ - возрастает с q .

→ свободная и связанная $H_0 = f(H_{ext})$ и определяем $q = f(H_{ext})$. (H) (с H↑)

и генератор $y=0$ из eq. $H_i^{магн}(0) = H_i^{JS}(0)$ можно, как бы $X_{mn}(q), Z_{mn}(q)$ не определяются.

б) Определим k_y^{ef} из $\mu_n(y)$ - функции разложения.

$\mu_n(y) = \sum A_{nv} \cos k_v y$, $k_v = (2v+1)\frac{\pi}{\ell}$. $\mu_n(y, \ell)$ и $A_{nv}(\ell)$. $\mu_n(y, \ell) = C_n(y, \ell) - \text{с.ч.}$

$k_y^{ef} = \sum_v A_{nv}^2 k_v$, $\sum_v A_{nv}^2 = 1$. $A_{nv} = I_n(k_y = k_v)$, $I_n(k_y) = \int_{-\ell/2}^{\ell/2} dy \mu_n(y) \cos(k_y y)$

$k_y^{(q)} = \sum_p A_{np}^2(k) k_p$, where k_p is the p -th component of the wave vector.

$$Z_{mn} \sim \int dy dy' j_n(y) j_m(y') G_{22}^{mm}(yy') = \int dy dy' \sum_{p,p'} A_{np} A_{mp'} \cos k_p y \cdot \cos k_{p'} y'$$

$$\sim (-2w) \int_{-L/2}^{L/2} dy \int_{-L/2}^{L/2} dy' [1 - f(kL)] \cos k_p (y-y') = (-2w) \int_{-L/2}^{L/2} dy [1 - f(kL)] I_n^2(k_y)$$

$$\int_{-L/2}^{L/2} dy dy' \cos k_p y \cdot \cos k_{p'} y' \cdot \cos k_y (y-y') = \delta_{pp'} \frac{\pi L}{2} [\delta(k_y - k_p) + \delta(k_y + k_p)] \cdot \frac{1}{L} \rightarrow 0.$$

$$Z_{mn} \sim \sum_{p,p'} A_{np} A_{mp'} \delta_{pp'} \left(\frac{\pi L}{2}\right) (-2w) \int_{-L/2}^{L/2} dy [1 - f(kL)] [\delta(k_y - k_p) + \delta(k_y + k_p)] =$$

$$= \sum_p A_{np}^2 \left(\frac{\pi L}{2}\right) (-2w) 2 [1 - f(k_{mp}L)] = \left(\frac{\pi L}{2}\right) (-2w) \sum_p A_{np}^2 [1 - f(k_{mp}L)]$$

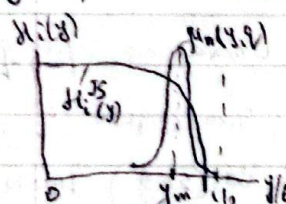
T.e. $Z_{mn} = \sum_p A_{np}^2 Z_{mp}^\infty$, $Z_{mp}^\infty = 1 - f(k_{mp}L)$, $k_{mp} = \sqrt{k_m^2 + k_p^2}$.

$X_{mn} = \sum_p A_{np}^2 X_{mp}^\infty$, $X_{mp}^\infty = f(k_{mp}L) \frac{q_m^2}{k_m^2}$.

T.e. and $k_y^{(q)} = \int dk_y I_n^2(k_y) k_y = \sum_p A_{np}^2 k_p$ because, in Z_{mn}, X_{mn}

into numbers $Z_{mn} = \sum_p A_{np}^2 Z_{mp}^\infty$, $X_{mn} = \sum_p A_{np}^2 X_{mp}^\infty$, $k_p = (2p+1) \frac{\pi}{L}$.

Because of course, we need to know the function $f(kL)$. We produce $k_y^{(q)}$ and $Z_{mn}(q), X_{mn}(q)$ using $A_{np}(q)$ - calculated. They are q -dependent.

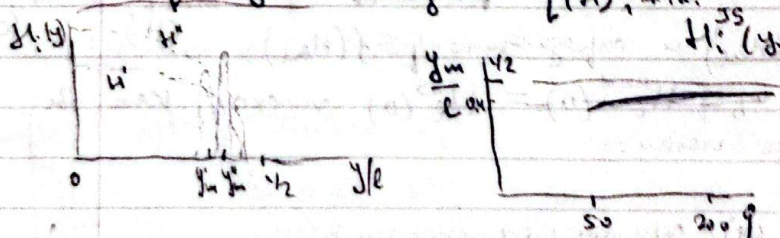
c)  $H_i^{JS}(y_m) = H_0 [1 + \cos(2\pi \frac{y_m}{L})] = H_i^{JS}(y_m)$

$\rightarrow q = \frac{1}{2} \left(\frac{L}{\pi}\right)^2 \frac{H_0}{\Delta M_S} = \frac{1}{2 \Delta M_S} \left(\frac{L}{\pi}\right)^2 \frac{H_i^{JS}(y_m)}{[1 + \cos(2\pi \frac{y_m}{L})]}$ y_m is the max $j_n(y, q)$ $y_m = f(q)$ - a function of q .

and $y_m = f(q)$ - a function of $q \Rightarrow q = f(y_m)$ - a function of y_m .

y_m is the max $j_n(y_m, q) = 0$. $\frac{d}{dy} j_n(y_m, q) = 0$.

or $q = y_m$. We have $q(y)$, i.e.



$H_i^{JS}(y_m) = H_0 + H_d(y_m)$, $\frac{d}{dy} j_n(y_m, q) = 0$

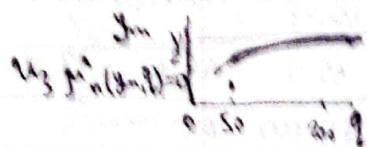
if $q = 50 - 2w$ $y_m \in [0.10, 0.44]$
 y_m - a function of q if $q \gg 1$.
 $\rightarrow \frac{d}{dq} j_n(y, q) = 0$

c) $j_n(y_m) = \frac{H_i^{JS}(y_m)}{[1 + \cos(2\pi \frac{y_m}{L})]}$ $H_i^{JS}(y_m) \approx 0.2 - 0.4 k_e$
 $y_m H_i^{JS}(0) \approx 0.8 k_e$ if $q = 1 k_e$

Escaneado con CamScanner

$\Delta_{\text{hyp}} \approx 2^{1/2}$
 (parabolic), a. $Z_{\text{hyp}}(1)$, $X_{\text{hyp}}(1)$ requires $\approx 2^{1/2}$. Age $t_0 \approx 2^{1/2}$ years.

Also $q(u)$ agrees with u , since by t , $\text{Ann}(u) = \text{Ann}(u) \cap \text{Ann}(u)$.


$$y_m = 0.440 \quad \Rightarrow \quad g(y_m) = 201.4 \quad \Rightarrow \quad \frac{dy}{dx} = 4.73 \text{ cm/s}, \quad \frac{dy}{dt} = 1.56$$
$$\frac{y_m}{c} = 0.4598, \quad q(y_m) = 1004 \rightarrow \frac{w_m}{y_m} = 8.11, \quad \frac{w(y_m)}{y_m} = 7.66 \text{ GHz}$$

$N_{\text{pm}} = 500$ @ $\text{newy} \text{ Data}$ $y_m = 0.322$ $q = 17.3 \rightarrow \frac{dH}{dH} = 0.17, \frac{dH}{dH} = 0.38 \text{ GHz}$
 (continued on p. 240)
 (p. 115 0.11, 0.38)

Wien $\lambda = 200 \text{ nm}$ $\lambda_{\text{max}} = 0.414 \mu\text{m}$ $\Rightarrow T(\lambda) = 52.6 \Rightarrow \frac{W_{\lambda}}{\Delta\lambda} = 4.20$ $\frac{W_{\lambda}}{\Delta\lambda} = 21.6$

H, oz	300	1000	1500
y_{avg}	0.415	0.440	0.460
q	52.6	201.4	1004
$G_{H_2}, \frac{\text{wt}}{\text{zn}}$	4.20	4.83	5.94
$E_s - E_y, 10^3 \text{ cm}^{-1}$	2.55	3.00	5.40

Am, 2, 41(11), 1/2 page 11

$\rightarrow$ T.E. max, $f_{in}(y, q) = f_{in}(y, q)$ is a function of y and q ,
 depending on y and q of the gas,
 depending on y and q of the gas.

Здесь снова подставив λ_1 в $Z_{\text{ин}}, X_{\text{ин}}$, (то же самое)
находим $X_{\text{ин}}, Z_{\text{ин}}$ вычисляем $\mu_{\text{ин}}, \sigma_{\text{ин}}$, и т.д. до тех пор, пока
разность была ≤ 0.001 в нахождении μ , σ , $\mu_{\text{ин}}, \sigma_{\text{ин}}$. $\mu_{\text{ин}}(1)$ и $\mu_{\text{ин}}(2)$.

Чтобы убедиться что можно считать

$\Delta_{\text{Zinn}} \Rightarrow \Delta_{\text{Zinn}} = 200 \text{ kJ/mol}$, wo $N_{\text{Mittel}} = 10^{23}$ - Teilchen und $\Delta_{\text{Mittel}} = 200 \text{ kJ/mol}$

Die FRC: $A = 1.3 \cdot 10^6 \text{ erg/cm} = 2.9 \text{ angstroms}$ (unabhängig von λ)

Увеличение $M_2 \rightarrow$ равно увеличению интервалов Δt (до $u_{\max}$ и M_2)

Жен. Габбиди
(мужчина и женщина)
или (женщина и мужчина)

H, Å	500	750	1000	1250	1500	1750	2000	2250	2500	3000
ω_{11}, GHz	4.67	5.34	5.8	6.5	6.45	7.0	7.3	7.99	7.99	9.69
ω_{11}, GHz	4.58	4.73	5.32	6.07	6.89	7.80	7.80	7.24	7.24	9.12

номера $A = 1.3 \cdot 10^{-6} \text{ erg/cm}$, $\omega, l, L, M, \epsilon, \dots$ $\omega_{11} = 11.28 \text{ GHz}$

H = 750 Å	$y_m = 0.4173$	$q(y_m) = 59.6$	$\rightarrow \frac{\omega_{11}}{2\pi} = 4.73 \text{ GHz}$	$k_y = 2.60 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$
H = 1000 Å	$y_m = 0.437$	$q(y_m) = 171.5$	$\rightarrow \frac{\omega_{11}}{2\pi} = 5.32 \text{ GHz}$	$k_y = 3.48 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$
H = 1500 Å	$y_m = 0.4872$	$q(y_m) = 780.3$	$\rightarrow \frac{\omega_{11}}{2\pi} = 6.89 \text{ GHz}$	$k_y = 5.07 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$
H = 1750 Å	$y_m = 0.4630$	$q(y_m) = 1395$	$\rightarrow \frac{\omega_{11}}{2\pi} = 7.80 \text{ GHz}$	$k_y = 5.86 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$
Упругий H > 1750 Å	забываем	от y_m	$\mu'_n(y_m, q(y_m)) = 0$	и не можем
H = 1250 Å	$y_m = 0.449$	$q = 393.9$	$\frac{\omega_{11}}{2\pi} = 6.07 \text{ GHz}$	$k_y = 4.26 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$

Габбиди $\omega_{11} = f(m)$ при $H = \text{const}$

Calc. $\frac{\omega_{11}}{2\pi} (H=1000 \text{ Å})$	5.32 GHz	8.25	11.77	13.52	14.58	17.24	19.13
Эксп. GHz (1000 Å)	5.8 GHz	9.8	11.5	13.4	15.0	16.0	17.0

Забываем от $q \times m = \frac{m\pi}{w}$, $m = 1, 3, 5, \dots$ и при $H = 1000 \text{ Å}$

$\omega_{11}(H)$ где $H = 750 - 1750 \text{ Å}$ governo xopomo covn. e экв. Габбиди

H = 500 Å	$y_m = 0.379$	$q(y_m) = 14.3$	$\frac{\omega_{11}}{2\pi} = 4.58 \text{ GHz}$	$k_y = 1.82 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$
H = 2000 Å	$y_m = 0.470$	$q = 2215$	$\frac{\omega_{11}}{2\pi} = 8.68 \text{ GHz}$	$k_y = 6.58 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$

→ это не может быть при $H > 2000 \text{ Å}$

Многочисленные $y_m, q(y_m)$ и $\mu'_n(y_m, q(y_m)) = 0$ и $y_m = \max \mu_n(y)$

Дан. $\mu_n(y)$ и $X_{mn} = \sum A_{mn}^2 X_{mn}^\infty$ и $\mu_n(y)$ и X_{mn}, Z_{mn} на $\mu_n(y)$ и X_{mn}, Z_{mn} на $\mu_n(y)$

Английский

- 1) $\mu_n(y)$ и X_{mn} и Z_{mn} на $\mu_n(y)$
- 2) $\mu_n(y)$ и X_{mn} и Z_{mn} на $\mu_n(y)$
- 3) $\mu_n(y)$ и X_{mn} и Z_{mn} на $\mu_n(y)$

Note: $\mu_n(y) = \sum A_{mn} \cos k_y y$, $k_y = \frac{(2n+1)\pi}{l}$ - $\mu_n(y)$ и X_{mn} и Z_{mn} на $\mu_n(y)$

21/IX Обработка и fitting new experiments by Xionwei He (T)
CoPt - granular films.

$H_c(T)$ Обработка 22B, 24B, 26B. H_c 24B, 26B $T=150-523K$.

ногрок. параметр $\mu = M_s(0)V$, $H_c(0)$ и T_c . Если $M_s(0)$ известно, то μ и $H_c(0)$ можно записать на V и $K_1(0)$.

$H_c(T)$ - low, T_B - high, $t=10nm$, $D=6-7nm$, $M_s(t)$ - average at 600 G at $T=300K$.

Дана функция μ и $H_c(0)$ введем в eq. by Neel, переходим к eq. Brown.

$$H_c(T) = g H_c(0) \left[1 - \left(\frac{kT}{K_1} \ln f_0 t \right)^{1/2} \right], \quad f_0 \sim 10^9 Hz, \quad t \sim 10^5 s$$

$$\ln f_0 t = \ln 10^9 = 25.3$$

$$K_1(T)V = \frac{1}{2} H_c(T) M_s(T) V = \frac{1}{2} H_c(0) M_s(0) V m^{x-1}(T) = \frac{1}{2} H_c(0) \mu m^{x-1}(T), \quad K_1(T) = K_1(0) m^x(T).$$

$$H_c(T) = g H_c(0) m^{x-1}(T) \left[1 - \left(\frac{2kT \cdot 25.3}{H_c(0) \mu m^x} \right)^{1/2} \right], \quad f_0 t = e^{25.3} (1 - h_c)^2$$

$$(1 - h_c)^2 = \frac{1}{a} \ln f_0 t, \quad \frac{H_c(T_1)}{H_c(T_2)} = \frac{m^{x-1}(T_1)}{m^{x-1}(T_2)} \cdot \frac{1 - \left(\frac{54.6 kT_1}{H_c(0) \mu m^x(T_1)} \right)^{1/2}}{1 - \left(\frac{50.6 kT_2}{H_c(0) \mu m^x(T_2)} \right)^{1/2}} = \frac{H_c^{exp}(T_1)}{H_c^{exp}(T_2)} \rightarrow \left(\frac{H_c}{H_c(0)} \right)^2$$

$$V = 8 \cdot 10^{-21} m^3$$

Оценки $T_c = 1150-1200 K$ (1200 K), $m(T/T_c)$ - fixed.

26B Sample - 26B. $T_1=150, T_2=473K$, $\frac{H_c(150)}{H_c(473)} = \frac{6.25 kOe}{1.65 kOe} = 3.798$

ногрок $H_c(0)\mu = 4.777 \cdot 10^9 G \cdot nm^3 Oe$. Тогда μ и $H_c(0)$ из $H_c^{exp}(150)$.

$$\text{ногрок. } H_c(0) = 13.83 kOe \rightarrow \mu = \frac{4.777 \cdot 10^9 \cdot G \cdot nm^3}{1.383 \cdot 10^4} = 3.454 \cdot 10^5 G \cdot nm^3$$

Если $M_s(0) = 10^3 G$, то $V = \frac{\mu}{M_s(0)} = 3.45 \cdot 10^2 nm^3$ и $D = \sqrt{\frac{4V}{\pi}} = 6.65 nm$ - reasonable.

$$\beta = \alpha \frac{\delta H_c(0)}{\delta \sqrt{\pi}} = 0.012 \pi \frac{3 GHz / 400 \cdot 13.8 kOe}{1.2 kHz \sqrt{\pi}} = 1.47, \quad \alpha = \frac{K_1(0)V}{kT_c} = \frac{1}{2} \frac{[H_c(0)\mu]}{kT_c} = 14.42$$

(maximum β и α можно и расчитать $H_cB(T, H_c^0, \mu, T_c)$ - значение от β).

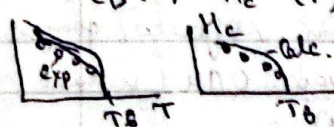
$H_cN(T, H_c^0, \mu, T_c)$ лучше, чем H_cB только если известен β . Тогда можно

и знать β из $H_cN(T)$ - fitting. H_c и μ из $H_cB(T)$ надо использовать.

$$\text{ногрок. } H_c(0)\mu = 5.165 \cdot 10^9 G \cdot nm^3 \rightarrow H_c(0) = 13.76 kOe \rightarrow \mu = \frac{5.165 \cdot 10^9}{1.376 \cdot 10^4} = 3.754 \cdot 10^5 G \cdot nm^3$$

→ Уточнено, что Brown eq. fitting gives reasonable $H_c(0)$, но μ и T_c не очень хороши. μ не очень, T_c - bad.

ногрок, теперь $T=150$ и $473 K$, $H_cB(T) = H_c^{exp}(T)$



T, K	200	100	50	10
$H_cB(T)$ (kOe)	5.39	4.63	3.95	2.95
$H_c(T)$ - calc.	5.39	4.63	3.95	2.95

$H_c(T)$ - calc. recovers good $H_c(T)$ exp. just experiment.

22/IX Luciana Slavin's (ногрок SW - reader no yin fan exp. (Gubbiotti))

Оценки (сделаны на SW seminar в Мадриде) и Lu, Walker, Myasov et al

с обоснованием выбора $T_c = 1200 K$ для CoPt - Omedia для HAMR - review.

File CoPT - H_c(T) new 1. mcd

Exp. $H_c(163\text{ K}) = 7.90 \text{ kOe}$, $H_c(523\text{ K}) = 0.812 \text{ kOe}$, $\frac{H_c(163)}{H_c(523)} = 9.729$

$$\beta = 2 \frac{\delta H_{\text{H}_2\text{O}}}{\sigma \sqrt{n}} = |a=0.01| = 1.99 \approx 2. \quad \text{С таким } \beta \text{ не проходит в Brown HCB (1) fitting.}$$

$H_{AB}(\sigma)$ re corner follows exp. ratio $\frac{H_C(103K)}{H_C(103K)} = 9.73$. Max calc. ratio = 7.3

kompositen $\frac{H_c(163)}{H_c(473)} = \frac{7.90}{0.968} = 8.161$ — $H_c(1523)$ bei festo maxo. max. calc. ratio ≈ 7

konstanz $\frac{H_c(163)}{H_c(423)} = \frac{7.90}{1.470} = 5.374 \rightarrow H_k^\circ \mu = 3.981 \cdot 10^9 \text{ G} \cdot \text{Oe} \cdot \text{nm}^3$

→ $H_k^0 = H_k(0) = 20.94 \text{ kJ/mol}$ (at $T = 600 \text{ K}$), $\mu = 1.90 \cdot 10^5 \text{ G} \cdot \text{nm}^3$, $D = 4.92 \text{ nm}$.

T, K	168	173	223	298	373	423	430	431.5	432	100	50	10
$k_{\text{oe}} \times 10^6 \left(\frac{\text{cm}^3}{\text{g}} \right)$	7.90	7.60	6.19	4.32	2.59	1.76	1.32	1.29	0	10.07	12.37	15.42

Calc. $\frac{1.48}{\text{high-T. at } 31/\bar{x}}$

23/17) Мичура Гаврилы (св) и Дрекава (визит, семинар - св) и Бана
(осыменение д'Албувергне Реплы на ниве Комитет и мана прасоби)
Зане Горт - Нс-Тс неперемичи - Ух, Лу, Олег.

$C_{Pt} - H_c(T)$ - new samples

CoPt - 26B : $H_k(0) = 13.76 \text{ kOe}$, $\mu = 3.75 \cdot 10^5 \text{ Gnm}^3$

Core - 24B : $H_k(0) = 20.97 \text{ kpc}$, $\mu = 1.90 \cdot 10^5 \text{ Grmm}^3$

T. e. b. 24B. Sample mho grains max $D \approx 4.9 \mu m$

либо $M_5(\sigma)$ мал. (≤ 1000 Г вместо). Все из-за μ -малого - n и $T_B \approx 430$ К

Exm. answer: $K_1(298K) = 3.2 \cdot 10^6 \text{ erg/cc} - 26B$ u $K_1^{\text{eff}}(298K) = 3.6 \cdot 10^6 \text{ erg} - 24B$

Вывод: у 24В $\chi_c(\tau)$ - больше at low T, но быстро падает с T $\rightarrow \mu$ - мало, но H_K велико
у 26В $\chi_c(\tau)$ - ср. меньше чем у 24В и медленно падает $\rightarrow \mu$ - велико, H_K ср. мало.
См. 26В - не раскр. 26/IX

Note: 1) higher gov - ba cocaba of CoPt grain, kфoco. qozыr
и текозур, а то еам 200 f.c.c. то о кавии ОН I илние
угер перу (нес) CoPt - Bpox h.c.p. [Moser-Waller, 2001].

• 2) can replace $M(H, T)$ of array of particles $\rightarrow$ can use $M_s(T)$ -intrinsic properties

Рис. 6  $M(H, T)$ изм. в $H = \text{const}$ резко уменьшается в $\ln T \propto T_0$
а затем увел. $\propto \ln T$ до $T \approx T_c$

24/12

Dipolar field and dip. energy of granular array.Dun. Smerne r'anyepnoi nremu.

Dubovik' PRB' 96 : $(F_D = \frac{1}{2} f^2 \vec{M} \hat{N}^M \vec{M} + \frac{1}{2} f(1-f) \vec{M} \hat{N}^P \vec{M})$
 (на eq. объема образца)

$f = \frac{N \cdot V_0}{V}$ - доля объема, занят. маг. частицами - packing fraction

$\langle \vec{H}_d \rangle = -N^M \langle \vec{M} \rangle$ - macrosc. demag. factor (средн.), $\delta \vec{H}_d(\vec{r}) = -N^P \delta \vec{M}(\vec{r})$ -

~ microsc. demag. factor (расчет), $\vec{M}(\vec{r}) = \langle \vec{M} \rangle + \delta \vec{M}(\vec{r})$, $\langle \vec{M} \rangle = f \vec{M}(\text{sample})$, V_0 - объем чанглы, V - объем образца

На единицу маг. объема (объем маг. чанглы):

$$\vec{F}_D' = \frac{1}{f} F_D = \frac{1}{2} f \vec{M} \hat{N}^M \vec{M} + \frac{1}{2} (1-f) \vec{M} \hat{N}^P \vec{M} \quad \text{--- eq. Netzelmann's}$$

Dun. поле на маг. чангле (micromagnetic) $\vec{H}_d = -\frac{\partial F_D'}{\partial \vec{M}} = -f \hat{N}^M \vec{M} - (1-f) \hat{N}^P \vec{M}$,

где $\vec{M}$ - намагниченность чанглы (uniform), $\langle \vec{M} \rangle = f \vec{M}$

Для Lyberatos: $\varphi_m(\vec{r}) = -\nabla_z \int d^3z' \frac{\vec{M}(\vec{r}')}{|\vec{r}-\vec{r}'|}$, $H_d(\vec{r}) = -\nabla_z \varphi_m(\vec{r}) = \nabla_z \nabla_z \int d^3z' \frac{\vec{M}(\vec{r}')}{|\vec{r}-\vec{r}'|}$

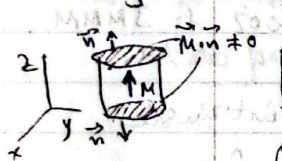
$$\nabla_z = -\nabla_z \propto \frac{1}{|\vec{r}-\vec{r}'|}, \quad \vec{H}_d(\vec{r}) = \int d^3z' G(\vec{r}, \vec{r}') \vec{M}(\vec{r}'), \quad G(\vec{r}, \vec{r}') = \nabla_z \nabla_z \frac{1}{R} = -\nabla_z \nabla_z \frac{1}{|\vec{r}-\vec{r}'|}$$

Учтем, что $\varphi_m(\vec{r}) = -\int d^3z' \frac{\text{div}' \vec{M}(\vec{r}')}{|\vec{r}-\vec{r}'|} + \int dS' \frac{\vec{n}' \cdot \vec{M}(\vec{r}')}{|\vec{r}-\vec{r}'|}$ и если $\text{div}' \vec{M}(\vec{r}') = 0$ uniform particles

$$\vec{H}_d(\vec{r}) = -\nabla_z \int dS' \frac{\vec{n}' \cdot \vec{M}(\vec{r}')}{|\vec{r}-\vec{r}'|} = \int dS' \frac{(\vec{r}-\vec{r}')}{|\vec{r}-\vec{r}'|^3} \vec{n}' \cdot \vec{M}(\vec{r}') = \int dS' \hat{G}_z(\vec{r}, \vec{r}') \vec{M}(\vec{r}')$$

$$H_d^i = \langle H_d(\vec{r}) \rangle_{V_i} = \frac{1}{V_i} \int d^3z_i H_d(\vec{r}) = \frac{1}{V_i} \int d^3z \int dS_j \hat{G}_z(\vec{r}, \vec{r}') \vec{M}(\vec{r}')$$

(на i-расчете) or j-расчете



$$\vec{M} \cdot \vec{n} = \begin{cases} M_1 - \text{верх. торцы} \\ M_2 - \text{ниж. торцы} \\ M_3(\varphi) - \text{бок. поверхность} \end{cases}$$

$$\hat{G}_z = \frac{(\vec{r}-\vec{r}')}{|\vec{r}-\vec{r}'|^3} \vec{n}' \cdot (\dots) \quad \text{--- квадруполь (quadrupole)}$$

$$H_d^i = \frac{1}{V_i} \int d^3z \int dS_j \hat{G}_z(\vec{r}, \vec{r}') \cdot \vec{M}_j, \quad \text{если } \vec{M}(\vec{r}) = \vec{M}_j = \text{const} \quad (i, j) \text{ --- сосед. } |\vec{r}_i - \vec{r}_j|$$

$$\text{то есть } \vec{H}_d^i = \sum_j \hat{D}_{ij} \vec{M}_j, \quad \hat{D}_{ij} = \frac{1}{V_i} \int d^3z \int dS_j \hat{G}_z(\vec{r}, \vec{r}') \quad \text{--- coeff. } E_L(\vec{r}) \text{ Lyberatos}$$

Объем V_j и его поверхность S_j . $\oint V_j$ - это объем j-маг. частицы, где $\vec{M}_j = \text{const}$

→ Тогда $\vec{H}_d^i = M_s \sum_j \hat{D}_{ij} \vec{u}_j$ где $\vec{u}_j$ - направление, затем когда задана f - packing fraction?

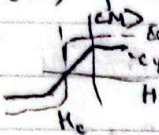
То есть берем формулу для uniform $\vec{M}_i(\vec{r})$ of grain.

тогда все eq. by Netzelmann's и Dubovik' 96 - это получается

уравнение уравнения.

Дискуссия с Andreas (сказал ему об этой задаче и его расчеты $H_d(\vec{r})$ of coupled grain array, в частности упомянул зависимость H_d от packing fraction) и

→ Roy & Oner: $H_c(T)$ calc. give CoPt u $H_c(T) \sim \sqrt{T_0 - T}$ near T_0 us
 Aharoni-Brown H_c u unregular. CoPt - $H_c(T)$, M_s & assume T_c -value (correction to $M(H,T)$ -Xiaowei $\neq M_s(T)$)
 Roy Oner's, too: single-volume $H_c(T)$, I used, na ocnoye $\frac{M_2}{M_s} = 2e^{-t/t_c} - 1 = 0$
 $t_{\text{exp}} = t_{\text{th}} \sim \frac{1}{\mu_0 H} \ln \left(\frac{M_s}{M_2} \right)$ (Ige $\frac{H_c}{T_0}$) govorit nozheniya τ . k.
 $\frac{M_{eq}}{M_s} \neq -1$, a $M_{eq} \sim L\left(\frac{\mu_0 H}{kT}\right)$. Nago

$M_2(t) = M_{eq} - (M_{eq} - M(0))e^{-t/t_c}$, $M_2(t)=0 \rightarrow e^{-t/t_c} = \frac{M_{eq}}{M_{eq} - M(0)} \neq 1/2$
 Yes m. coupling na $H_c(T)$
 → Andreas: mecheno nozheni, too interparticle magnetostat. coupling ne gde
 nonfavor u $H_c(T)$ of non-interacting particles, u single-particle H_c , $H_c(T)$
 xopomo padoset

 T.e. of Neel or Ah.-Brown nozheniya $\mu_0 H$ u M_{eq} govorit na close-packed arrays.

Упрощенно: $H_c = H_{sw}$ (центр расщепления H_{sw}) onregen. yfegneniem no
 dovolnomu ($N \rightarrow \infty$) ankanom rascun, qumozhen H_{sw} yfegnenies u nozheni
 u MFA gde H_{dip} -int. xopomo padoset. A в MFA $H_{sw}(M=0) \sim H_d^{int}(MFA) \sim M=0$
 considered ufn

25/X Coordination of R. Mable, too my position at Seagate is up to
 end of Dec., 2003. (until Dec.).

Updated CV u Publ. list u nocian Base. Incan Mission at AMR
 Meeting c Roy & Oner: Roy's gorkag-slides na HAMR - Review 24/X,
 $H_c(T)$ calc. u exp., $\chi(w,T)$ -men, results Andreas u Sanali u Roy
 no SPM trap. Buzer c.A. b Ross P. Mall... Incan Crabingy Koborag.

26/X Упрощенно Proceedings of ICFPM - Pitts. Aug. 2002 b JMMM.
 Kama Vortex paper c Werner - ozydnovana.

2. paper by Baranin no pazmenno M_{SPM} u $M_s(T)$ intrinsic.

→ HAMR - meeting c Xiaowei, Ganjing, Veerdank, Roy u Oner:

- 1) ozyznegenie men $H_c(T)$ gde CoPt gde samples 24B u 26B -
 nepegenab high-T fit. point gde 26B u yzrunab fitting 24B.
- 2) ozyznegenie $M_s(T,H)$ - CoPt by Xiaowei - nozheniya pazmenno
 $M_{SPM}(T,H)$ u $M_s(T)$, too gonzyeas bue. $T_0 \sim 1200$ K.
- 3) Ozyznegenie men $\chi(w,T)$ gde old-CoPt sample. Ganjing
 odenat nozhenies ee ovaro T_0 - rge max $\chi(T)$.
- 4) gonzyeas u chazgob gde HAMR - Review c RMO (Minnes.)
 6-7/X. Nomoz co chazgam gde Xiaowei talk.

→ Bber MAP na ocnoye Res. Proposal - HAMR at June 2003 (gde byzdon).

GPT Nanomagnet gate fitting CoPt-26B $H_c(T)$ $T=373$ K, $H_c(373)=2.20$ kOe
 wrong. Consider two gate $T > 373$ K + 10 m (ga) consider. large-D tail.
 $H_c(T)$

Neel eq. fit: $T_2=373$ K, $T_1=150$ K. $\frac{H_c(150)}{H_c(373)}=2.841$

$\rightarrow H_K \mu = 3.86 \cdot 10^9 \text{ G Oe nm}^3$, $H_K(0) = 15.36$ kOe $\rightarrow \mu = 2.513 \cdot 10^5 \text{ G nm}^3$

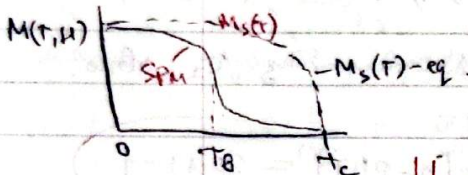
$\rightarrow D = 5.65 \text{ nm} \rightarrow \rho = \frac{1.47 \cdot 15.4}{13.8} = 1.64$ (give Brown fitting)

Brown fitting: $H_K \mu = 4.176 \cdot 10^9 \text{ G Oe nm}^3 \rightarrow H_K(0) = 15.30$ kOe $\rightarrow \mu = 2.729 \cdot 10^5 \text{ G nm}^3$

26B $D = 5.90 \text{ nm}$. C some refinement compare $H_c(T)$

T, K	150	200	250	298	373	400	50	10	423	400	450	453	454
Calc. H_c , kOe	6.25	5.20	4.26	3.43	2.20	7.51	9.14	11.30	1.41	1.77	0.98	0.38	0

refinement for CoPt-26B: $H_K(0) = 15.30$ kOe, $\mu = 2.73 \cdot 10^5 \text{ G nm}^3$, $D = 5.90$ ($M_s(0) = 10^6$ nm)
 (w/ $T_c = 1200$ K). Revised - CoPt-26B. Fitting error $H_c(T) \rightarrow$ w/ $H_c < 1$ kOe
 large $M_{eff} = H_c(\mu/a) < 1$



$M(T, H)$ - намагниченность анемонического зерна = $F(T)$
 w/ $H = \text{const}$ и $t_{\text{exp}} = 100$ c.

Уменьшил H . $M(H, T) \rightarrow M_s(T)$ сильно. loss $M(H, T)$ gate CoPt-array.

$H_c(T)$ - model improvement

28/IX Hago yuzrimos mogem $H_c(T)$ na основе zameraniy

Madrid, Spain. Ray or 24/IX (biknomo $M_{eq}/M_s \neq 1$)

Madrid Hago beruzsco k FP equation u onpezen. $M_{eq}(T, H)$ как y
 Roukher, Garamin. Ko chazara yuzhen. ananiz uz master equation ($q \gg 1$):

$\frac{dP}{dt} = -\frac{1}{T_+} P(t) + (1-P(t)) \frac{1}{T_-}$, $P(t)$ - бер. non-switching ($\vec{M}$ и $\vec{H}$ в $\vec{H}$)

"Его решение w/ нач. условие $P(0) = 1$ есть

$P(t) = \frac{T_-}{T_+} + (1 - \frac{T_-}{T_+}) e^{-t/\tau}$, $\tau = \frac{1}{\frac{1}{T_+} + \frac{1}{T_-}}$, $\frac{1}{T_{\pm}} = \frac{E_{\pm}}{kT}$

$M_z(t) = M(0)P(t) + M_{eq}[1-P(t)]$ где M_{eq} - равновесное значение M_z , $t \rightarrow \infty$ $M_z \rightarrow M_{eq}$

$P(\infty) = \frac{T_-}{T_+} = \frac{1}{\frac{T_+}{T_-} + 1} = \frac{1}{\frac{T_+}{T_-} + 1} = \frac{T_-}{T_+ + T_-}$. $M_z(t) \rightarrow M_{eq}$, $P(t \rightarrow \infty) \neq 0$

21/8/17 $\downarrow H=0$ $P(0)=1$ - неравновес. w/ условие. Если в равновесии w/ $H=0$ $T_+ = T_-$ и $P_0 = 1/2$
 В момент $t=0$ система $M_z/M_s = +1$ и вывернем H до 0 и смотрим на $M_z(t)$.

- как оно приближается к равновесию w/ $H = \text{const}$.

Но $M_z = +M_s$ для анемонического зерна. Если $H \rightarrow \infty$, т.е. $M_z = \pm M_s$ (а $H=0$ до $t=0$)

неравновесное нач. значение намагниченности $M_z(0) = +M_s$ и вероятность

того значения $P(0)=1$.



- схема из paper A. Moser - Weller (book).

Теперь. $P(\omega) = \frac{1}{Z} e^{-E_+(\omega)/kT}$ - это же $\theta=0$ (+ state), у Макс-У. $P(\omega) = \frac{1}{Z} = \frac{1}{e + 1}$

$$\frac{1}{V} E(\theta) = -K_1 \cos^2 \theta - \frac{H_1}{2} \cos \theta, \quad H_1 < 0, \quad H_2 = -H.$$

$$P_{M.W.}(\omega) = \frac{e^{+E_+^0/\beta}}{e^{+E_+^0/\beta} + e^{+E_-^0/\beta}} = \left[\begin{array}{l} E_+^0 = E(\theta_+) - E(0) \\ E_-^0 = E(\theta_-) - E(x) \end{array} \right] = \frac{e^{-\beta E(0)}}{e^{-\beta E(0)} + e^{-\beta E(\pi)}}$$

(при $f_0 = \text{const}$)

$$P(t \rightarrow \infty) = \frac{1}{Z} e^{-\beta E(0)} \approx \frac{e^{-\beta E(0)}}{e^{-\beta E(0)} + e^{-\beta E(\pi)}} \quad \text{если считать } \theta \text{ - малой величиной, т.е. } T \rightarrow 0.$$

$$Z = \int d\theta e^{-\beta E(\theta)}, \quad E(\theta) \text{ имеет мин. при } \theta = 0, \pi$$

$$\text{В том же приближении (a>1)} \quad M_z(\omega) = \frac{e^{-\beta E(0)}(1) + e^{-\beta E(\pi)}(-1)}{e^{-\beta E(0)} + e^{-\beta E(\pi)}} = \tanh(\beta \mu H_z)$$

$$M_z(\omega) = M_z^0 = \tanh(\beta \mu H_z), \quad \mu = \mu_B V, \quad H_z < 0.$$

$$\frac{dP}{dt} = -\frac{1}{\tau} P(t) + \frac{1}{\tau} = -\frac{1}{\tau} [P(t) - P(\omega)], \quad \text{реш. } P(t) = C_1 + C_2 e^{-t/\tau}$$

$$C_2 e^{-t/\tau} (-\frac{1}{\tau}) = -\frac{1}{\tau} [C_1 + C_2 e^{-t/\tau} - P(\omega)], \quad C_1 = P(\omega), \quad P(0) = C_1 + C_2 = P(\omega) + C_2$$

$$P(t) = P(\omega) + [P(0) - P(\omega)] e^{-t/\tau}, \quad \text{мы же считали, что } \tau \text{ - это}$$

только время $P(0) = 1$ (необязательно)

$$\rightarrow \frac{M_z(t)}{M_s} = (\cos \theta_1) P(t) + (\cos \theta_2) [1 - P(t)] = P(t) - [1 - P(t)] = 2P(t) - 1$$

$$\frac{M_z^0}{M_s} = \frac{M_z(\omega)}{M_s} = 2P(\omega) - 1 = 2 \frac{e^{-\beta E(0)}}{Z} - 1 = \frac{2e^{-\beta E(0)} - Z}{Z} \approx \frac{e^{-\beta E(0)} - e^{-\beta E(\pi)}}{e^{-\beta E(0)} + e^{-\beta E(\pi)}} = \tanh(\beta \mu H_z)$$

Учтем $M_z(t) = 0, P(t) = 1/2$ при switching (H_z) только сейчас,

тогда $P(t) \neq e^{-t/\tau}$ так потому же (200 comb. $\tau \rightarrow 0$, one direct transitions)

$$2P(t) - 1 = 2P(\omega) - 1 + 2[P(0) - P(\omega)] e^{-t/\tau} = \tanh(\beta \mu H_z) + 2[1 - P(\omega)] e^{-t/\tau}$$

$$2P(\omega) - 1 = \tanh x, \quad P(\omega) = (1 + \tanh x)/2, \quad 1 - P(\omega) = 1 - \frac{1}{2}(1 + \tanh x) = \frac{1}{2}(1 - \tanh x)$$

$$M_z(t) [2P(t) - 1] = 0 \quad \text{где} \quad 2 \cdot \frac{1}{2} (1 - \tanh x) e^{-t/\tau} = -\tanh x \rightarrow e^{-t/\tau} = \frac{\tanh(\beta \mu H)}{1 + \tanh(\beta \mu H)}, \quad \begin{array}{l} H > 0 \\ H < 0 \end{array}$$

$$t/\tau = \ln(1 + \tanh \beta \mu H) \rightarrow t_{\text{turn}} = \tau \ln(1 + \tanh \beta \mu H)$$

то есть при $H_0(T)$ - б.м.м.

$$\text{Более } \beta \mu H = \frac{M_s(0) V_m(r) H}{k_B T} \rightarrow \infty \text{ при } T \rightarrow 0. \quad \left(\ln 2 \text{ умножен } t_{\text{turn}} \rightarrow \frac{t_{\text{turn}}}{\ln 2} = \tau \frac{\ln(1 + \tanh \beta \mu H)}{\ln 2} = t_{\text{AS}}$$

$$\text{У } \mu \quad T \approx 300 \text{ K} \quad \mu_B H = \frac{300 \cdot 6 \cdot 10^{-21} \text{ Дж} \cdot 10^3 \text{ эВ}}{10^{-16} \cdot 300 \text{ эВ}} \mu(r) \sim 10^{-2} < 1$$

У нас сейчас: корр. relaxation τ (Ан. Brown) надо найти, ка $\frac{\ln(1 + \tanh \beta \mu H)}{\ln 2}$,
то приближен к барьеру равновесия при $T \propto T_0$, где $H = H_c \rightarrow 0$.

$$\rightarrow \frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{AB}} \frac{\ln 2}{\ln[1 + \tanh \beta \mu H]} \quad \text{У } H \rightarrow 0 \quad \frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{AB}} \frac{\ln 2}{\ln(kT/\mu H)} \rightarrow 0$$

Универсальное $M^2 = \frac{M_z(\infty)}{M_z} = \tanh(\beta \mu H_z)$, но известно, что $M_z(t \rightarrow \infty) = M_z$
измерено универсальное $B(d, \beta)$ function в анизотропном состоянии,
 $\beta \sim H_z$ для ферромагнетиков $M_0/\mu_B = 1$ или $B(a, \beta=0)$. Нельзя считать, что $M_z(t) = M_z$

29-30/12 Оценки и оценки (с. 10-12, 10-12, 10-12 - не постое)
нельзя считать $10^4/10^5$ bilayers имеют разделение атомов на
поверхности, атомов и spin (магнитное и атомное) и магнитное
3D $M(x, y, z)$ - universal, атомов в атомов на LLB-equation и relax-time,
универсальное $M_z(t) M_z(t)$ GPR-модель и не универсальное (но $M_z(t) \sim T_c$ атомов)
но $M_z(t) \sim T_c$ - универсальное.

1/2 Меню: "in restricted geometry" in Inst. Applied Magnetism
(Magnetism). Director - Prof. A. Hernandez (Magnetism).

дamping (1) A.A. Monosov. Невозможность ФМР, 1971. 3-magnon scattering
Рассеяние $\frac{b_1}{b_0} \rightarrow b_2$ универсальное (ω, k) магнитное поле 3-x
магнитное универсальное (Shanks, London, Kittel, 1961) газ

$$\frac{1}{T} = \frac{\pi M_0^2 M_z b_0 T}{\hbar^2 H_0 a^2 k} L\left(\frac{b_1}{b_0}\right) \sim T, \quad L(x) = \frac{1}{x} \ln \left[1 + 8x^2 \frac{1+2x^2}{1+8x^2} \right]$$

 $(b_1)^2 = 2\omega_H / H_0 a^2, \quad H_0^2 = H_0 a^2 \nabla^2 \vec{m}, \quad H_0 a^2 = A. \quad \text{Damping} \propto \frac{1}{T} \text{ параметр}$

Э. А. Карачев. "Магнетизм в узких каналах. Взаимодействие", 1988.

Упр. нагрет. газом магнетизм:
 $\beta = \lim_{h \rightarrow 0} \langle S_j^2 \rangle_h, \quad h \parallel 0z$ - Борн-модель

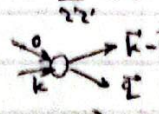
2) Коррел. $\beta^2 = \frac{1}{N} \sum_{\vec{q}} \langle \vec{S}_{\vec{q}} \cdot \vec{S}_{-\vec{q}} \rangle, \quad \vec{S}_{\vec{q}} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_j e^{-i\vec{q} \cdot \vec{r}_j} \vec{S}_j$
$$\beta^2 = \frac{1}{N} \sum_{\vec{q}} \frac{1}{N} \sum_{\vec{q}'} \langle e^{-i\vec{q} \cdot \vec{r}_j} \vec{S}_j \cdot e^{i\vec{q}' \cdot \vec{r}_j} \vec{S}_j \rangle = \frac{1}{N} \sum_{\vec{q}, \vec{q}'} \langle \vec{S}_j \cdot \vec{S}_j \rangle \sum_{\vec{q}} e^{-i\vec{q}(\vec{r}_j - \vec{r}_j')} =$$

$$= \frac{1}{N} \sum_{\vec{q}, \vec{q}'} \langle \vec{S}_j \cdot \vec{S}_j \rangle \delta_{\vec{q}, \vec{q}'} = \frac{1}{N} \sum_{\vec{q}} \langle \vec{S}_j \cdot \vec{S}_j \rangle = \frac{1}{N} \sum_{\vec{q}} \langle S_j^2 \rangle, \quad \beta^2 = \frac{1}{N} \sum_{\vec{q}} \langle S_j^2 \rangle$$

 $\vec{r}_j$ - узлы решетки.

А. Н. Митин, В. К. Рыжиков. Взаимодействие к-нов с магн. поведением. 1978.

4-magnon scattering
Для $\mathcal{H}_{A+C} = -K \sum_i (\hat{S}_i^z)^2 + \sum_{\vec{r}, \vec{r}'} K^0(\vec{r}, \vec{r}') \hat{S}_i^z \hat{S}_{\vec{r}'}^z + \sum_{\vec{r}, \vec{r}'} J(\vec{r}, \vec{r}') \vec{S}_i \cdot \vec{S}_{\vec{r}'}$
рассеяние магн. процессов дает вклад в АН-ФМР:
$$\Delta\omega(\tau) = 2\pi^2 \left(\frac{K(\omega)}{N} \right)^2 \sum_{\vec{k}_2} n_{\vec{k}_2} (1 + n_{\vec{k}_2 - \vec{k}}) \delta(E_0 - E_{\vec{k}_2 - \vec{k}} - E_{\vec{k}} + E_{\vec{k}_2})$$



$$K(0) = K^i + K^e(q=0), \quad K^e(q) = \frac{1}{N} \sum_{\tau\tau'} K^e(\tau, \tau') [\vec{S}_\tau \cdot \vec{S}_{\tau'}] e^{i\vec{q}(\tau - \tau')}$$

Есму $\omega_k = \omega(0) + \alpha k^2$, то

$$\Delta\omega(\tau) = \frac{1}{\hbar} \frac{K_1^2(0)}{J(0)} \left[\frac{\hbar T}{J(0)} \right]^2$$

$K_1(q=0)$ и $J(q=0)$ - константы
взаимодействия и обмен.
 $K_1(0) = K^i + K^e(q=0)$

- система single-ion и two-ion biragov

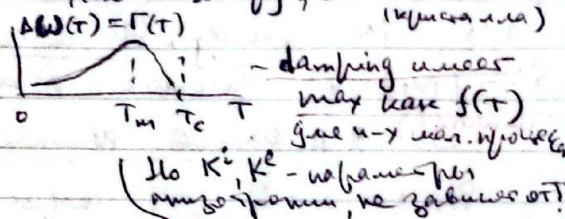
то $\hbar T \gg \hbar\omega_0$, ω_0 - частота ФМР, $\hbar\omega_0 \propto g\mu_B H + K(q=0)$

Энергия микрона $E_q = \langle S_z^2 \rangle [E_q + 2K^e(q)] + (S - \frac{1}{2})K^i + g\mu_B(H - N_2 M)$

$K_1(0) = K_1 V$, где $K_1 = K_1(T)$ описывает uniaxial anisotropy, V - объем элементарной ячейки.

$K_1(q=0) \sim M_s^2(T)$ для CoPt, FePt, T.e.

то для $\frac{2\pi M_s^2}{K_1} \ll 1$, т.е. для high-anisotropy materials.



Magnon-impurity scattering

$$\mathcal{H}_{int} = - \sum_{\tau f} A'(\tau-f) \vec{S}_\tau \cdot \vec{S}_f - \sum_{\tau f} B(\tau-f) S_\tau^z S_f^z$$

Затухание (damping) ФМР-микрона $\Gamma = \frac{\pi c}{N} m^2(T) \sum |B(\vec{q})|^2 \delta(E - E_q)$, $E = E_{q=0}$

c - конст. пропорции, N - число атомов в элементарной ячейке, $m^2(T) = M_s(T)/M_s(0)$

то 2-магнон процесс $\rightarrow$ imp $\vec{q}$ $\Gamma(T)$ - параметр затухания.

$$\sum_{\vec{q}} (\dots) \rightarrow \int d^3\vec{q} n(E_q) B^2(\vec{q}) \delta(E - E_q) = \left| \int d^3\vec{q} = q^2 dq d\Omega \sin\theta d\varphi \right| =$$

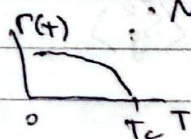
$$= \int dq q \int d\Omega \sin\theta \int d\varphi q^2 [\dots] = 4\pi \int dE_q \frac{q^2}{\left(\frac{dE_q}{dq}\right)} n(E_q) B^2(q) \delta(E - E_q)$$

$$E_q = \langle S_z^2 \rangle \alpha q^2 + E_0, \quad \frac{dE_q}{dq} = S_T - 2\alpha q, \quad \frac{q^2}{\left(\frac{dE_q}{dq}\right)} = \frac{q}{2S_T - 2\alpha q} = \frac{1}{2S_T} \sqrt{\frac{E_q - E_0}{\alpha S_T}}$$

$$\sum_{\vec{q}} (\dots) = \frac{V}{(2\pi)^3} \int d^3\vec{q} (\dots) = \frac{V}{(2\pi)^3} 4\pi \int dE_q \frac{1}{2(\alpha S_T)^{3/2} \sqrt{E_q - E_0}} n(E_q) B^2(q) \delta(E - E_q) \rightarrow$$

тогда $\Gamma \approx \frac{\pi c}{N} m^2(T) |B(0)|^2 \frac{1}{E_0}$, $E_0 = 2S_T K^e(0) + (S - \frac{1}{2})K^i + g\mu_B H$

тогда микрона



- падает с ростом T.

2-3/X Hameame co. RPT/RRh (Abs, Introduction nepegluam).

Zanyu 3D-micromag. u yopamun e Oucanai u Felipe que non-uniform switching b RPT/RRh. kor-pacer, bonachenne equum (GS, SI).

5/X Zenne u oobor na e-mails. Yagrun slides no $\chi''(\omega, T)$ u oocun Xiaowei.

6/X Buecu. pameratun noux e-mails. Becogit e Andreas. Kay, Oner, yagrun. $H_c(T)$ - slides
HAMK-Rover presentations. Angreac $H_c(p)$ - ? p-packing fraction Xiaowei-talk.

HAMK Review Xiaowei talk.

→ 1) Weller: 24B u 26B - CoPt - weryng To yunepmo ogunakobe
a $D = 4.9$ u 5.9 nm oowonasee zamesho?
oobor: u za pagnoro $H_k(K_1)$.

→ 2) Gaurping: weryng $\lambda \approx 0.01$ gure CoPt u kak too nobumer
na fitting H_k, μ u T_c ? A oobor, no fitting cudo zabur.

Andreas' talk:

Uenoz. $M_{TM} = th\left(\frac{M_s HV}{kT}\right)$ - uoxo u $\mu T \rightarrow T_c$ $K_1 \rightarrow 0, M_s \rightarrow 0$
zagoro - yagrun u yubumer (0.20 uux st tlenko) ne pabapet.

→ Weller (k Mc pover): too za du u kak oocro oia pacuocpameret?

X + Zhang: demag. field at $\rightarrow T_c$ is very small.

Oleg's talk:

Incoherent switching Beger u cunnen ΔE_b .

Ex. Coupling should be strong. hoxagun uen a Oucanai $H_{sw}(T_c)$ u
 $H_{sw}(T)$ pover que RPT/RRh bi-layers. B n-out puz uobur
upo bch. - bias FM/AFM media e uobumen gon. ΔK , uuxne T_x .

Note: Pabopaboe e $\chi''(T)$ measurements by Gaurping (if any) u
Zagun ou xocor $\chi''(\omega, T)$ u koge eo dyguz nepet?

7/X

Наша работа на сессии. Список (см. 4/VIII):

1) Завершить Vortex-Dyn. Review paper с Growell

→ 2) Завершить и отправить в PRB Felt/Felk paper с Oucanu.

вкл. 15/XIII. 3) Завершить SWR $\oint$ - dots paper (APL) с Preson no Ni и FELiвкл. 10/XIII. → 4) Завершить PRL Felt-K₁(t) paper с Oucanu/Uli→ 5) Сделать 4D и ϕ -relaxation $\Delta(T)$ (Andreas, Oucanu → Ganping, Hohlfield)

→ 6) Резюме: PRB, JAP и APL, JMMM papers - Gornov, JAP-горм

→ 7) Обсуждение $H_c(t)$ experiments - paper. Mag $\neq 1$ - GPT (Xiaowei)→ 8) Обсуждение $M(H, T)$ exp. на GPT granular arrays - Gornov K₁ в paper (Xiaowei)9) $J_H(\omega, T)$ для particle array (Xiaowei, Gu, Rene)

90 9/X → 10) Hammett Resume chez Gornov 28 July - Sept. 2003. Chantrell-Kryder (уточнить к какому на/время). Hognor. - slides - Resume chez paper.

→ 11) Error no kon. в Madrid

80 24/X → 12) Applications no Phys. Today

13) Узнать про сонгек и сонгек Relocation & Soagate

→ 14) Переговоры с H₂O(p) в presence Andreas и H₂(t) - Int. Review с Andreas15) $\Delta(T)$ - measurements interpretation (Gan, Rene) - all-optic FMR

→ 16) Пересмотреть в APL (Gornov, Oucanu, Wigen, Freeman)

17) High-T relaxation и reversal, упомянуть Eaprop no Gornov'y (8-9/X), new revers. modes

18) Сонгек 29-31 Dec. - Gornov.

Оформить и сдать Charlotte Expense Report no Hognor в Madrid.

Завершить HAMR - tables 30 Sept. Hognor Oucanu/Angewand/Rene.

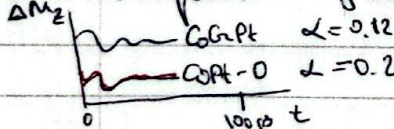
8/X

Уточнить Roy, Ganping и Rene осылаю my $\Delta(T)$ - opt-FMR measurements. Hammett Resume chez paper / Gornov 28 June - Sept. 2003. Gne Chantrell → Kryder.

9/X

Hognor Oucanu/Rene. Hammett Resume - Kryder.

Damping → Meeting "damping constant" с Ganping, Roy, Rene, Julius.

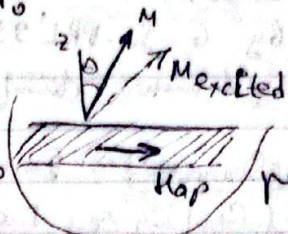
GPT-media Мепрен reflectivity $R(t)$ - GPT $T(t)$ и Kerr angle $\theta_k(t)$.Mogepobam $M_2(t)$ из LLG equation наоснове $T(t) \rightarrow M_s(T(t)), H_k(T(t))$, 2-го порядканайти Δ LLG $\approx 0.1-0.2$ из fitting to exp. $M_2(t)$. Ganping: рассчитать на Hognor's paper. Δ (GPT) Hognor с H₂, а Δ GPT paper с H₂.

Hognor из LLG Gornov интер Bergman.

Julius: $T(t) = \frac{T_{\max}}{\sqrt{\pi D t + \lambda_0}}$, $D = 2.5 \cdot 10^{-5} \frac{\text{mm}^2}{\text{s}}$, $\lambda_0 = 35 \text{ mm}$

Onowrecu induced FMR

Звономоторов в изобретено



$T(t)$ — масса $H_k(t)$,
(легкая фракция)
заполн $\bar{m}$ — масса
новое, загрузка.

план: 1) разобраться со всеми глаголами λ^2 fitting
(варьируя обман на след. неделе "связать к Bergman")

- 2) nonrobust microscopic models to find "2" Tuna grain-boundary 2-magnon scattering, impurity scattering
- 3) nonrobust theory interpretation of optical-FMR experiments, на основе теории ИД, усреднение дисперсии намагниченности Superparamagnetic relaxation.

Бу.Бу. Scagrate забрала Sparks "FM relax" to Cmu.

10/X Hamican Zamfocor na Ref. Letter to Angeli, Okana, Freeman (to ANL).
Zakomna version of Resume of my Res. activity for June-Sept. 03 ~
Orocan lo Roy. Zamfoc na Ref. Lett. to Wigen.

HAMR Donag Andreas na HAMR meeting no $H_c(T)$ c equilibrium dH/dt of granular GPT media. T_b u H_c pacyst c porok dH/dt (osmena, 200 y mene H_c u T_b mene, 200 oreligno bego a usmolyzovan $t_{eff} = 100s$ gne VSH, a y novo $t_{eff} = \frac{H_f}{H} \sim 100 ns$. Znamensubno mene). $H_f = kT / (\partial F_{GH})$.

Mogens Andreasen y ms. Guinepigus H_K , D u $\gamma_{\text{ma}} \theta \sim 5^\circ$, a paramne
magnetostatic ($\sim p$ -FM fraction) u exchange intergranular coupling.

No. wenn $k_V/k_T \gg 1$ (wegen $M_{eq} = -1$ (250 nA pro uA für $H \rightarrow 0$) = "weniger" "Stück flow" (nA pro uA für $H \rightarrow 0$))

Damping $\propto$ frequency damping (α) constant by optic FMR by Garvin

Sept - 1) Bipolar spin-lattice relaxation ~ 100 ps (Jin, PRL '99), i.e. unexplained

Expt 4 FMR $M_z(t)$ dynamics. На время: < 50 ps не может быть описано на основе LLG с "white noise" T-field, потому как $t_{\text{rise}} \sim t_{\text{relax}}$.

LLG - damping "u LLG - eq. coorbes. u cobuecumen qomemo c $\langle h_h \rangle \sim \delta(t)$ -
- "white" thermal noise, $\tau_{\text{spin}} \gg \tau_{\text{relax}}$. $\left[\begin{array}{l} \omega_{\text{rel}} = \alpha \omega = 0.9 \cdot 20 \text{ GHz} \approx 18 \text{ GHz}, \\ \tau_{\text{rel}} = \frac{2\pi}{\omega_{\text{rel}}} \sim \frac{1}{18 \text{ GHz}} \approx 250 \text{ ps} \end{array} \right]$

- 2) Свойства всего образца $L = 0.24$ в GPT-0 абс. температурная зависимость (non-uniform broadening), т.е. это не чисто intrinsic- χ , зависимость же описана $H_c(T, t)$ и superparamagnetic longitudinal relaxation

- 3) Сила инерции $\propto \omega^2$ не зависит, но это intrinsic UA damping.

- 4) $M_z(t)$ - measured by optical FMR method from chalcogenide SW c prisms
расстояние и время, chosen by property of the material, a new "large d"
→ the amount of SW is $\sim 10^6$ var. $d = 6-7 \text{ nm}$ и $L = 10-15 \text{ nm}$ и an array media.
(Зерны)

12/8 Norman Ref. response to papers Kostylev-PRB & Chizhik-JAP
 & notes to Editors.

Review of papers by G. Ju-PRL'99, vanKampen-PRL'02, Zhang-PRL'02
 on optical-FMR on ferromagnetic damping $\lambda(T)$ (in 10/8).

13/8 Buzin, Tseba & Seagate. Discussion of Gamping & Tseba on nobility
 $\lambda(T)$ - measurements (Gamping for Tseba samples of GFT-perp. media give FMR),
 & Roy & Tseba, Dieter (Maganov, 20 Ju-exp. mago lise vpravlenno unrep-
 vlenyashch to extract λ), Klemmer & Tseba on nobility masov M_s of FMT
 & FMR exp. Klemmer got copy of APL-subm. paper on onpogon. $M_s(T)$ &
 $M(H,T)$ -RPT by Wu, Chantrell, Weller et al.

14/8 tex. mekha. Norman & onpogon Progress Report za Sept. 17-Oct. 14.

Chantrell - Eq. in IEEE Trans. Magn. 5, 975 (1978) (edn $K_1=0$):

$$M_s V_0 = \frac{3}{2} kT \left(\frac{\gamma_i}{3m_s H_0} \right)^{1/2}, \quad \gamma_i \text{ (emu/Oe)} - \text{mag. susceptibility of array,}$$

V_0 - particle volume, m_s - mag. moment of array (saturation), μ - mag. moment

$$m(H,T) = m_s(T) L\left(\frac{\mu H}{kT}\right), \quad L(x) \approx 1 + 2e^{-2x} - \frac{1}{x} \text{ for } x \gg 1.$$

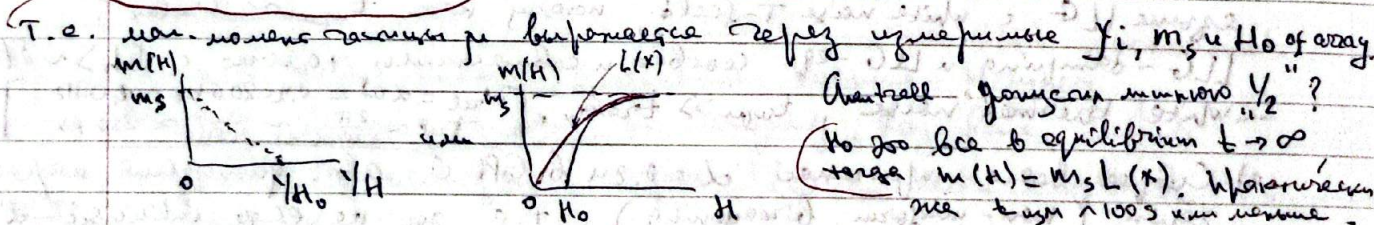
$$m(H) = m_s \left[1 - \frac{kT}{\mu H} \right] \text{ for } \mu H \gg kT \text{ and } m(H) = m_s \left[1 - \frac{H_0}{H} \right], \quad H_0 = \frac{kT}{\mu}.$$

$$\text{for } \mu H \ll kT: m(H) = m_s \frac{1}{3} \frac{\mu H}{kT} = \gamma_i H, \quad \gamma_i = \frac{1}{3} \frac{m_s \mu}{kT}, \quad m_s = N\mu, \quad N - \text{number of atoms}$$

$$\gamma_i = \frac{1}{3} \frac{N\mu^2}{kT}, \quad V = NV_0.$$

$$\text{Chantrell '78: } \frac{\gamma_i}{3m_s H_0} = \frac{1}{3} \frac{m_s \mu}{kT} \frac{1}{3} \frac{1}{m_s} \frac{\mu}{kT} = \frac{1}{9} \frac{\mu^2}{(kT)^2}, \quad \left(\frac{\gamma_i}{3m_s H_0} \right)^{1/2} = \frac{1}{3} \left(\frac{\mu}{kT} \right)$$

$$\mu = 3kT \left(\frac{\gamma_i}{3m_s H_0} \right)^{1/2} \text{ and } m(H) = m_s \left[1 - \frac{H_0}{H} \right]$$



Nagroz Garaniina (Eur. Ph. J. '2001): & array of atoms &
 mag. moment $|S_i|=1$ & exchange interaction.

15/x. $M(H, T)$ que array of uniaxial granules ($K \neq 0$) que Xiaomei.

CoPt-M₂ Bonfocci y T bonne um nome T₀? Ecu T > T₀, SPM state, t_{spin} > T, to nome u poco bueco L(x) uanoz. B(a, z) - obodu. p. Pau meba c a = K_V/kT

2) ecu T < T₀, ecu $M(H)$ $M_z(t) = 2p(t) - 1$, cu. 28/17, c a >> 1, u $M_z(t \rightarrow \infty) = M_{eq} = M_s \tanh(\mu H_z / kT)$. Be zabucor or t = t_{spin}.

SPM - array (um FM, no t → ∞) u nome. C nero u nameu.

$\beta \equiv K_V / kT$, $\zeta = \mu H / kT$. μ - nar. ienent nameu.

Recher PRB'97: $y_{||}(T, H \rightarrow 0) = \frac{c \mu^2}{kT} \frac{1 + 2S_2}{3}$, c - konu nameu.

$S_2 = S_z(\beta) = \int_{-1}^1 dy \frac{e^{-\beta K y^2}}{Z} P_2(y)$, cu. Garcia-Pal. PRB'98. $S_1(\beta, \zeta) = 0, \zeta \rightarrow 0$.

$S_2(\beta, \zeta=0) = \frac{3}{2} \left[\frac{e^{\beta}}{Z} - \frac{1}{2} \right] \frac{1}{\beta} - \frac{1}{2}$. $Z(\beta) = \int_{-1}^1 dy e^{\beta y^2}$.

$y_{||}(T, \beta) = \frac{c \mu^2}{kT} \frac{1 + 2S_2(\beta)}{3}$ - nameu nameu. $S_2(\beta) \sim \beta \rightarrow 0$ $\beta \ll 1$

Згесу $y_{||} = \frac{\partial M_z}{\partial H_z}$ - nameu nameu, no nameu $\frac{\partial M_z}{\partial H_z}$, m_z - nar. nameu nameu.

u $K_1 = 0$ ($\beta = 0$) y chentrell $y_i = \frac{1}{3} \frac{m_s \mu}{kT} = \frac{1}{3} \frac{\mu \mu^2}{kT}$, N - nameu nameu.

T.e. $y_i(T, \beta) = \frac{m_s \mu}{kT} \frac{1 + 2S_2(\beta)}{3}$. $S_2(\beta \gg 1) = 1 - \frac{3}{2\beta} - \frac{3}{4\beta^2} + O(1/\beta^3)$

$\rightarrow m(H) = m_s B(\beta, \zeta)$, $B(\beta, \zeta)$ - obodu. p. Pau meba c $K_1 \neq 0$.

$B(\beta, \zeta) = \int_{-1}^1 dx x f_0(x)$, $f_0(x) = \frac{1}{Z} e^{-\beta x^2 - \zeta x}$, $-\frac{df}{dx} = \beta x + \zeta x^2$.

Due $\beta \sim 2$ u $\beta \gg 1, \zeta \gg 1$ (saturation) $B(\beta, \zeta) = 1 - 2e^{-2\beta} \frac{2\beta + \zeta}{2\beta - \zeta} - \frac{1}{2\beta + \zeta}$ - cu. Garanin PRE'96.

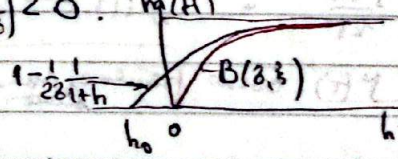
$B(\beta, \zeta) \approx 1 - \frac{1}{2\beta + \zeta}$ u $\beta \gg 1, \zeta \gg 1$.

nameu $B(\beta, \zeta) = \frac{e^{\beta}}{2Z} \text{sh} \zeta - h$, $h = \frac{H}{H_K} = \zeta/2\beta$. $Z(\beta, \zeta) = \int_{-1}^1 dx e^{\beta x^2 + \zeta x}$.

$B(\beta, \zeta) = \frac{d \ln Z}{d \zeta}$.

nameu $m(H) = m_s B(\beta, \zeta) = m_s \left[1 - \frac{1}{2\beta + \zeta} \right] = 0$ u $2\beta + \zeta = 1$ $\frac{\zeta}{2\beta} = \frac{H}{H_K} = -1$.

T.e. H_0 (chentr.) = $-H_K \left(1 - \frac{1}{2\beta} \right) < 0$.



$m(H) = m_s \left[1 - \frac{kT}{\mu} \frac{1}{H + H_K} \right]$, nameu nameu $H_K(T)$. Torga $m(H) = m_s \left[1 - \frac{H_0}{H_K} \right]$, $H_{eq} = H + H_K$, $H_0 = kT/\mu$.

$S_2(\beta \gg 1) = 1 - \frac{3}{2\beta} = 1 - \frac{3}{2} \frac{k_B T}{K_V} = 1 - \frac{3}{2} \frac{H_0}{H_K} = 1 - 3 \frac{H_0}{H_K}$.

$$\chi_i = \frac{m_s \mu}{3kT} [1 + 2S_2] = \frac{m_s \mu}{3kT} \left[1 + 2 \left(1 - \frac{3H_0}{H_k} \right) \right] = \frac{m_s \mu}{kT} \left[1 - 2 \frac{H_0}{H_k} \right], \quad H_k \gg H_0$$

$$m(H) = m_s \left[1 - \frac{H_0}{H_{ef}} \right] \quad \text{где } m_s \propto H_0, \text{ а } H_{ef} \text{ зависит (от } H_0(T=0) \text{ на } H_{ef}(T))$$

$$\mu = \frac{1}{3} \frac{kT \chi_i}{m_s \left(1 - 2 \frac{H_0}{H_k} \right)} \quad \text{или } \mu = \frac{kT}{H_0} \text{ или } \mu = \frac{kT}{H_{ef}} \quad H_0 - \text{переменная} \quad m(H_0) = 0, \quad H_{ef} = H + H_k \quad H_0 H_k \sim m_s \sim \mu$$

$$kT \chi_i = m_s \mu \left[1 - 2 \frac{kT}{\mu H_k} \right], \quad \frac{kT \chi_i}{m_s} = \mu - \frac{2kT}{H_k}$$

$$\mu = kT \left[\frac{\chi_i}{m_s} + \frac{2}{H_k} \right], \quad \mu = M_s(T) V, \quad H_k(T) = H_k(0) m^{\alpha-1}(T)$$

$$\text{где } H_k(T) = H_k(0) \left[\frac{M_s(T)}{M_s(0)} \right]^{\alpha-1} = H_k(0) \left[\frac{\mu(T)}{\mu(0)} \right]^{\alpha-1}$$

$$\text{и если } K_1(m) \sim m^2, \quad H_k(T) = \frac{H_k(0)}{\mu(0)} \mu(T) = B \mu(T)$$

$$\mu = \frac{kT \chi_i}{m_s} + \frac{2kT}{B \mu}, \quad \mu^2 - \mu \frac{kT \chi_i}{m_s} - \frac{2kT}{B} = 0, \quad B = \frac{H_k(0)}{\mu(0)}$$

$$\mu_{1,2} = \frac{1}{2} \left[\frac{kT \chi_i}{m_s} \pm \sqrt{\frac{k^2 T^2 \chi_i^2}{m_s^2} + 4 \frac{2kT}{B}} \right], \quad \mu = \frac{kT \chi_i}{2m_s} \left[1 + \sqrt{1 + \frac{8m_s^2}{kTB \chi_i^2}} \right]$$

$$\mu(T) = M_s(T) V_0 = \frac{kT \chi_i}{2m_s} \left[1 + \sqrt{1 + \frac{8m_s^2}{B kT \chi_i^2}} \right]$$

$$\mu(T) = M_s(T) V_0 = \frac{kT \chi_i}{2m_s} \left[1 + \sqrt{1 + \frac{8m_s^2 \mu(0)}{kT \chi_i^2 H_k(0)}} \right] \quad \text{где } T - \text{зависимость } \mu(T) < K_1 \neq 0.$$

Boxer и др. изобрели экспериментальную установку: (m_s) - saturation moment of the sample [emu], χ_i - initial suscept. of the sample [emu/de]
и ratio $\frac{M_s(0)}{H_k(0)}$. Если V_0 - particle volume известен $\rightarrow$ то находим $M_s(T)$.

Для $T > T_c$ или $T < T_c$ и equilibrium achieved - quasistatic
и $K_1(m) = K_1(0) m^2(T)$, что хорошо для $T > T_c/2$ или RPT, GPT of samples.
Также верно $k_B V_0 / kT \gg 1$ (в χ_i и $m(H)$ выражены в $\frac{1}{8}$ тонны),
т.е. $T \rightarrow T_c$ учтено, так, как μ выражено в $\frac{1}{8}$ тонны.

$$B = \frac{K_1 V}{kT} = \frac{1}{2} \frac{H_k M_s V}{kT} = \frac{1}{2} \frac{\mu H_k}{kT} \quad \chi_i(T) = \frac{m_s \mu}{kT} \frac{1 + 2S_2 \left(\frac{\mu H_k}{2kT} \right)}{3}$$

- откуда μ на $\mu(T)$ было получено, а не наоборот, и $\frac{k_B V}{kT} \gg 1$ и $\mu H_k \gg 2kT$.

$\rightarrow$ Hamann Word file с уравнением $\mu(T)$ - equation и назван to Xiaoqi, Ray и Dieter.

Escaneado con CamScanner

Resumo:

- 1) μ uniforme $m(H) = m_s B(8, 3)$ e $y_i = \frac{m_s \mu}{3kT} [1 + 2S_2(8)]$ que nega-
bancu $m(T)$ e $M_s(T)$ que CPT μ em $T > T_0$
- 2) μ uniforme $\mu(T)$ -eq. que FPT em Fe-granules qzays with
smaller T_0 e $T > T_0$

Cośab $\text{Co}_x\text{Pt}_{1-x}\text{-O}$ media ona jako nie znasz, bpoze $x = 0.75 - 0.80$

В core of grain есть Co_3P и CoP с разным Mg и K ,
может быть, по X-ray, в ядре показывается одна фаза.

Дане состав сего можно изменить из-за трудности
образования CO на границе зерна.

3) найти поправку $M(H, T, t)$ в FM-non-equilibrium случае с $t_{\text{изм.}} = 100 \text{ с}$.

→ Схема GPT - 0 измерения: при $T=300\text{ K}$ (не знаем исх. содержания SPM) увелич. поле H до 20 kOe и измер. по полю $M(H)$ - кривую, которая 200 Gauss 20 kOe все воспроизводится при кривой $M(H)$. Затем увелич. T на $20-30\text{ K}$, прикладываем $H=20\text{ kOe}$ и снова измер. всю кривую $M(H)$. и т.д.

$M(H=20\text{ kOe}, T)$ отношение $\approx M_S(T)$ reduced, хэтч plot $M(H)$ при $H > 20\text{ kOe}$ из-за SPM fraction все еще есть.

Eur. Pl. Lett. 47
 Barbara 122 (1999)

→ M(H,T) Jabbari ² give array of small parts
a theor. system & Cr. B. Barbara et al., Magnetic pr
North-Holland, Amsterdam, 1992, p. 171. Cr. JMMM '92
Fe particles in Fe_2O_3 , M(H,T)

Wance J. S. B. Barbara et al. (Co-abrop W. Wernsdorfer).
 Lm. 2. Chantrell et al. PGSOL A91, 619 (1985) - ecso copy.

Lin. P. Chantrell et al. PGSol A91, 619 (1985) - eco copy

→ Cernyap R. Garcia, "Magnetic Relaxation in Granular Alloys"
Calderon

$$\delta = \frac{\ln T_0}{\ln \omega}, \quad \delta = 0.04 - 0.02 \text{ FeAg} - \text{two sources}$$

k SG-8, rem k non-interacting particles.

Fogel-Fulcher $T = T_0 \exp(\frac{E}{T - T_0})$ gas xopamun fit $\chi(\omega, T) \propto T_0 \sim 100 \text{ K}$

$H_{\text{eff}}(T) \sim M_0$ gas $M_2(T)$. Fe(Cu)-bcc particles $d = 6 \text{ nm}$
 $\delta_p \sim 0.6$

$M(T, H, t_m)$ was fitted generally, no grain anisotropy source
K₁ $\sim (6-8) \cdot 10^6 \text{ erg/cc}$ (two μ - μ coupling energy mechanism)
+ Curvature. (uniaxial?)

1. Allia's model of interaction - better fit $\mu(T)$.

Rayner's scaling laws w/m $T \ll T^*$ u $T \gg T^*$, $T^* \sim 200 \text{ K}$.

Array of anisotropic SPM. Trace.

Mogroz P. Allia - interacting SPM particles - no. ex papers.

17/X → References $H_c(T)$ CoPt - old sample - Curvature $d = 0.10$
que internal Review, ymagab anisotropy fitting. $\mu \sim 0.15$

→ ymagab factors (mca. ymagab lyberatos u Neel $\sim H_c(T) \propto n = 1/2$.
References also Resume que Kryder

$M(H, T)$ → Zimm (Ray) : $M(H, T) = \int_0^{\infty} dD f(D) M(H, T, D) + \int_{D_c}^{\infty} dD f(D)$
(SPM)
c. log-normal $f(D)$, $t = 10^3$
u no. of per k very two μ particles (w/m $T < T_0$) $\mu(T) = M_2(T)/V$
que uneprepar. CoPt - exp. data $M(H, T)$ by Xiaowei.

$H_c(T)$ - CoPt old sample $H_c(T)$ - CoPt old sample - Cur. 18/VIII

$$\text{Yblawm d b } \beta = \left(\frac{d}{1+d^2} \right) \cdot \frac{d H_k(0)}{\sqrt{\pi} f_0} \quad \text{c } d = 0.01 \text{ go } d = 0.1$$

Bravo $\beta(d=0.01) = 2.24$ (unowzaban 18/VIII $\beta = 2$). $\text{tenepo Refem } \beta(d=0.1) = 22.4$

tem bzera $\delta/2\pi = 2.95 \frac{\text{GHz}}{\text{ke}}$, $H_k(0) = 24.2 \text{ ke}$ (uz $\frac{2K_1(0)}{M_{\text{scf}}} = \frac{2 \cdot 1.21 \cdot 10^4}{10^3 \text{ oe}} \sim 24 \text{ ke}$)

to $\beta(d=0.1) = 25.3$ H_c^{exp} w/m $T = 50 \text{ K}$ u 594 K .

$H_c^{\text{exp}}(50) = H_c^{\text{calc}}(50, H_k^0, \mu, T_c)$ - T_c u $T_c = 50 \text{ K}$ u $T_c = 594 \text{ K}$ u $T_c = 1380 \text{ K}$ u $T_c = 1380 \text{ K}$ u $T_c = 1380 \text{ K}$

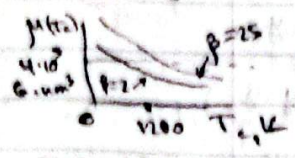
File "CoPt - $H_c(T)$.med" $H_k(0) = 24.4 \text{ ke}$

Tenepo $H_c^{\text{exp}}(594) = H_c^{\text{calc}}(594, H_k^0, \mu, T_c)$ gas T_c : $T_c = 1380 \text{ K}$ - micro.

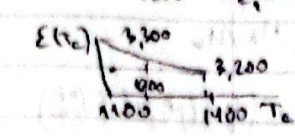
$H_c(T)$ Рисунок $H_c^{exp}(T_c) = H_c^{calc}(T_c, \mu, T_c)$, $T_c = 50$ и 594 K $\Rightarrow \mu(T_c)$, $H_c^0 = f(T_c)$.

Рисунок от 18/III $\beta = 2$ $\Rightarrow T_c = 1208$ K, $\mu = 3.74 \cdot 10^5$ G $\cdot$ nm³, $D = 6.9$ nm, $H_k(0) = 24.14$ kOe.

Увеличим β до $\beta = 25.3$ $\Rightarrow T_c = 1208$ K, $\mu = 4.085$ G $\cdot$ nm³, $D = 7.21$ nm, $H_k(0) = 24.15$ kOe.



т.е. μ уменьшается на 10%, а $H_k(0)$ не увеличивается при увеличении β от 2 до 25 (в 10 раз!!!).



Реш. уменьши $H_c^{exp}(T_c) = H_c^{calc}(T_c)$ до сф. эквивалента $E(T_c)$ $\Rightarrow$ $T_c = 1208$ K - конфигурация не менялась с процессом T_c . Но сильно изменился. $T_c = 1208$ K - конфигурация не менялась. Возникает, что $\mu H_k(0) > 1000$ G, что дает меньшие D при том же μ .

Останемся на $T_c = 1220$ K, $\mu = 4.053 \cdot 10^5$ G $\cdot$ nm³ и $H_k(0) = 24.18$ kOe, $D = 7.18$ nm.

Для упаковки части, с $T_c = 1208$ K, $\mu = 4.085 \cdot 10^5$ G $\cdot$ nm³ и $H_k(0) = 24.15$ kOe.

$T_c = 1200$ K $\rightarrow \mu = 4.107 \cdot 10^5$ G $\cdot$ nm³ ($D = 7.23$ nm) и $H_k(0) = 24.14$ kOe.

$\rightarrow$ Bobrog: значение $\alpha = 0.01$ на $\alpha = 0.1$ (damping) при $\beta = 2$ на $\beta = 25.3$ ($\alpha = 0.13$)

GPT-old sample gave $D = 7.2$ nm при conf. $H_k(0) = 24.2$ kOe и $T_c = 1208$ K.

уменьш. M_s до 1100 G $\cdot$ nm³ $t = 14.15$ ns?

18/IV Времена отзвона W.D. Doyle "Magnetization Reversal at High Speed - An Old Problem in a New Context". J. Magn. Soc. Japan 23, 91 (1998).

Удоб. для физ. объяснения, что для из FMR намерено монтировать $\alpha_{eff} \sim 1$ из switching measurements extracted.

20/IV Времена отзвона W.D. Doyle - to Chantrell (новое издание Revised Resume of Res Activity)

Для OAH размер c и OAH (02) ищем

$$\frac{M_z(t, H, T)}{M_s(T)} = \int_0^{D_c} dD f(D) m(H, T, D) + \int_{D_c}^{\infty} dD f(D) \left[2e^{-t/\tau} - 1 \right] \quad \tau = \tau(H, D, T).$$

$D_c = D_c(H, T, t)$ - SPM critical diameter.

$$f(D) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma \cdot \left(\frac{D}{D_m}\right)} e^{-\frac{\ln^2(D/D_m)}{2\sigma^2}}$$

$$y_c(t) = \frac{V_c(t)}{V_m} = \frac{kT}{K_1 V_m (1-h)^2}$$

Corr. 16/III $e^{-t/\tau(y)} = \exp\left[e^{-\frac{1}{\epsilon}(y-y_c)}\right] \approx \theta(y-y_c)$, при $\epsilon = \frac{kT}{E_g(y_m)} \ll 1$, $y = \frac{V}{V_m}$.

$m(H, T, D) = B(a, z)$ - обобщенное гипергеометрическое.

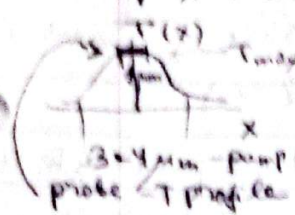
$V = \frac{\pi}{4} D^2 t$ - за счет чего D_c и V_c , D_m и V_m .

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-x^2} dx = \sqrt{\pi}$$

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma x} \exp\left[-\frac{\ln^2 x}{2\sigma^2}\right], \quad x = D/D_m. \text{ Изменим переменную к обзору}$$

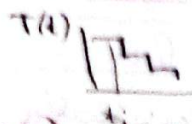
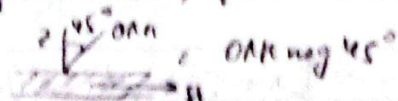
$$f(y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma y e^{\ln^2 y / 2\sigma^2}}; \quad \int_0^{\infty} dy \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma y} e^{-\ln^2 y / 2\sigma^2} = \left| \ln y = z \right| = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma} \int_{-\infty}^{\infty} dz e^{-z^2 / 2\sigma^2} = \left| \frac{z}{\sigma} = t \right| =$$

u $T(t) = \frac{\lambda T_{max}}{\sqrt{\lambda^2 + 3t}}$, $\lambda = 20-40 \mu m$ - penetration depth, D-gap. const.



Probe T-profile 1.2 um coverage response of
unmagn. zone c $D = 6-1 \mu m$, no interference
causing magn. zone. $M_z(t)$ curves
ultra narrow probe $M_z(t)$ - profile.

$\lambda = 0.12$ u $d = 0.24$ on regions in tilted media,



$T(t)$ measured experimentally, no response becomes $M_z[T(t)]$
u $M_z(t_i)$ que mostra t_i e $T(t_i) = const$

$\lambda(t) \rightarrow$ (given and given $\lambda(t)$ -fitting (brammy LLG):

- 1) graph eq. que $H_k(T)$ u $M_z(T)$, e $T_c = 1200 K$ (a no pole - Xidori)
- 2) curves of theory no μ . Curves u poch. por sua base e $M_z(t)$ -exp
- 3) curves inhom. broad b less fitted/measured us-za pаздвока на-
mesrob zepen

less = $\Delta_{inhom} + \Delta_{intrinsic}$, Δ_{inhom} Δ_{inhom} Δ_{inhom}

Don. curves measured point non-observance na $\Delta t = 20-50 ps$
(T-oscillation phase, $t_{osc} \sim t_{MR}$) u porro u boim za uporev LLG.

Noom SWR rev: cylindrical dots que Tiora seg osadna.
SWR Cu. Table or 1/2. $L/R = 0.1$, $M_s = 860 G$, $\omega/\gamma = 3.1 koe$, measuring pinning $p = R$.

Sept
Monday

$\xi_{cc} \rightarrow L1_0$ phase ordering transition ($\chi \rightarrow \chi_2$)

$$LRO = \frac{z_d - y_{re}}{y_p}$$

 τ_2 ~ fraction of sites occupied by Fe atoms y_p - concentration of p sites

Но, разн. разнородное направление вектора

$T_{02}(\text{Bulk}) = 1580 \text{ K}$, for $D = 3.3 \text{ nm}$ $T_{02} = 1280 \text{ K}$, but broken bonds and surface segregation can lower T_{02} considerably MC - calculation (Metropolis algorithm).

Can. Ph. Rev. B 66, 045413 (2002).

Ising's model: $\mathcal{H} = \sum_{i,j} p_i (\Delta h_i - V_{ij}) + \sum_{i,j} p_i p_j V_{ij}$, $\begin{cases} p_i = 1 & \text{atom A at } i \\ p_i = 0 & \text{if the site occupied by atom B} \end{cases}$
 over (bipartite configuration) nearest Nearest-Neighbour (Metropolis).

Раствор (всплески концентрированной) методом Мелло-Карро (метрономом)

22/X Mucosa Bone, Orcane, Kose M., Ganping (FMR. left gran. media), Andrees, Angers, C. Zaphel, Frey (SWR-FEN).

Organisational no Phys. Today a Tip Top. → Applications
deadline 31/8, receive the sponsor ref. letters, now to 6 sum. group.

23/8 Unicom Zuspel, Base u MSD-configuration (Kavaler approx. 8 Jahre alt position)

MAT - GPL

Process $M(H, T)$ of array of cylindrical grains (GFT-media) c H1102
- columnar structure.



$$\tau^{-1}(v) = f_0 e^{-a(1-h)^2}$$

$$\text{gac} \quad y_c(t) = \frac{V_c}{V_m} = \frac{kT}{k_i V_m} \frac{\ln f_0 t}{(1-L)^2}, \quad a = \frac{k_i V}{kT}$$

grains с $V < V_c$ ведут себя суперпарамагнитно ($M_c = 0, M_z = 0$).

η/μ $h \geq 1$ $\Delta E(h) = 0$ u nogo yfymere $\frac{1}{\tau} = f_0$ (?) - chentref JAP'94.
 $h = H_2/H_K$. $H_K = H_K(T)$ u yfym. $H = \text{const}$ za ychovne $\frac{H}{H_K} \geq 1$ nemo lenim.
 plosom T. η/μ $\Delta E = 0$ $1/\tau = 1/\tau_N$ nogo, a ne $1/\tau = f_0$.

→ Decega - Julius (ogodjuna mi nash na d -cale. uz uph zupfjunnena) u

→ Roy (w/ new reflex kyber - Resume, unpublished slides give
also reflex - presentation, ¹⁹⁷⁸ obscure non-natural reflex O'Grady &
new exer. position & York, U.K.)

Именование с NSD+соединениями + Банди вопросов о сроках моей работы в ANL, relocation, хвост, bugs etc.

24/X Unconna Bone, Oncane, Oncane/Andreas o paper $H_c(t)$ - Visscher, JAP'03

$H_c(T, t)$ same papers by P. Visscher (Alabama, MINT)

dynamic coercivity, α -damping u sweep rate.

Meq $H_c(R)$ power by Visscher, JAP-subm. of anwers

$R = \frac{dH}{dt}$, vorge on choquesca v eq. by Chantrell J.Ph.D'88

Geras. 1) vformirov que $H_c(H)$ pascia $\frac{1}{T}$ - poruyuy Aharoni-Brown u/vum Meq $\neq -1$

2) qabuvso eq. Visscher u new eq. p.1 c eq. by Garg PRB'95 u Kerkijarvi

same papers by O'Grady, Chantrell, El Kilo, Lyboratos (JAP'94) no $H_c(T, \frac{dH}{dt})$ u $H_c(T, t)$, $M_z(T, t)$.

Appl. & Pitts. Uni.

27/X O'Grady - JAP'94:

$$M_z(H, T, t) = M_e + [M(H, T, 0) - M_e] \int_0^\infty dy f(y) e^{-t/\tau(y, H)}$$

ecu ngen vrema t b nose H, karmad os cooduvna $M(H, T, 0)$. H1102.

Eq. $M_e = M_e(T, H) \approx$ constancy $M_e = \frac{\tau_-^{-1} - \tau_+^{-1}}{\tau_-^{-1} + \tau_+^{-1}} = \tanh(\beta \mu H)$

$y = \frac{E_b}{\langle E_b \rangle}$ u/vu vgenovnu voreko,

osvema τ acvne $y = V/V_m$

$\frac{t}{\tau(y)} = f_0 e^{-a y} = e^{-a_m (y - y_c) - \frac{t}{\tau(y)}}$ ecu $a_m = \frac{K_1 V_m}{kT} \gg 1$, $y_c = \frac{kT}{\langle E_b \rangle} \ln f_0$

Neel: $\tau_{\pm}^{-1}(h) = f_0 e^{-a(1 \pm h)^2}$

goc $\tau = \tau_-^{-1} + \tau_+^{-1} = 2f_0 e^{-a(1+h^2)} \text{ch}(\frac{\mu H}{kT})$ u/vu $H \ll H_k$

Bce 300 qlyx - a/vne vformuvne, xopvne v/vu $a \gg 1$ (master equation).

Ah.-Br. eq. $\frac{\tau_N}{\tau} = \frac{a^{3/2}}{\sqrt{\pi}} (1-h^2) \left[(1+h) e^{-a(1+h)^2} + (1-h) e^{-a(1-h)^2} \right], a > 1$

$\frac{1}{\tau} = \left(\frac{d}{1+d^2} \right) \delta H_k \sqrt{\frac{a}{\pi}} (1-h^2) \left[(1+h) e^{-a(1+h)^2} + (1-h) e^{-a(1-h)^2} \right]$ u/vu

Aharoni: $\frac{1}{\tau} = \left(\frac{d}{1+d^2} \right) 2 \delta H_k \sqrt{\frac{a}{\pi}} (1-h^2) e^{-a(1+h^2)} [\text{ch}(2ah) - h \text{sh}(2ah)]$

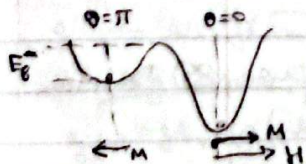
Neel: $\frac{1}{\tau} = 2f_0 e^{-a(1+h^2)} \text{ch}(2ah)$ Bugno, zo τ_{Ah} u τ -Neel covvager

za nev. shzah-Tvna, ecu

$f_0 = \left(\frac{d}{1+d^2} \right) \delta H_k \sqrt{\frac{a}{\pi}} (1-h^2), a = \frac{K_1 V}{kT}$

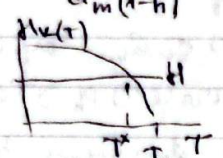
zo bce v/vu $a \gg 1$. Ecu me $a \rightarrow 0$, zo $\left(\frac{1}{\tau} \right)_{\text{Neel}} = f_0$, a $\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_N}$ gacvno τ .

Boedue v/vu: $\tau_{\pm}^{-1} = \left(\frac{d}{1+d^2} \right) \delta H_k \sqrt{\frac{a}{\pi}} (1-h^2) (1 \pm h) e^{-a(1 \pm h)^2} = f_0^{\pm}(h, T) e^{-a(1 \pm h)^2}$



Hoc (guc Xicvne $M(H, T)$) unrefreyer cugvni: karamvne $M > 0$ u $H \ll M$ u ngen vrema t b nose H.

Важное и фундаментальное физ. явление в поле H ? Далеко $\mu H \gg 1$,
 $\frac{t}{\tau(y)} = f_0 e^{-a(1-h)^2} = e^{\ln f_0 - a_m(1-h)^2 y} = e^{-a_m(1-h)^2 [y - y_c]}$ тогда $\tau \approx \tau_c$?

где $y_c = \frac{\ln f_0}{a_m(1-h)^2}$. Моменты $e^{-t/\tau(y)} = \exp[-e^{-a_m(1-h)^2 (y-y_c)}] \approx \theta(y-y_c)$,
 (с увеличением T и/или $H = \text{const}$)
 $h = \frac{H}{H_c} \leq 1$  , то возможно и/или $T < T^*$ и/или $H = \text{const}$.
 Это H и H_c (book) сходятся!

Анонсы: интерпретация exp. Xiaowei: выход из $M_z(H=0) > 0$ и
 и/или гистерезис $H < 0$ на время t . Состояние системы $M(H, t)$ - как переключатель "switching".

28/8 Дискussion с Rebecca Garcia о $M(H, T)$ - granular.
 Уильям Джей Траут, Бабел'ахер, Ване, Рой (о к. у. з. г. для SPM $M(H, T)$).
 Жел. پژوهشگران - Писдом (H-1 и J-1 status/visa) и Ошерон (механика, 200

McDaniel $H_c(T)$ Ошерон Висconsin $t_m = 5 \text{ ns}$ на основе paper Weller-Noske 'IEEE' 99
 с дисперсией V , $B_V = 0.15 - 0.35$ и $H_c(T)$ game, $\mu H T \rightarrow 0$ можно забыть от B_V .

$M(H, T, K_1)$ - это же и/или M_c - calc Roy of $M(H, T, K_1)$ of array of spherical
 3D particles, с 3D-random uniaxial anisotropy. Висconsin θ_H в paper
 Random $M(H, T) \sim B(a, 3)$ or $7/\sqrt{11}$. $H(\theta_H, \varphi_H)$, $\vec{M}(\theta, \varphi)$, $Oz \parallel OM$.

Fert $\mathcal{H} = -\vec{M}\vec{H} - K_1 V \cos^2 \theta = -\mu H [\cos \theta \cos \theta_H + \cos(\varphi - \varphi_H) \sin \theta \sin \theta_H] - K_1 V \cos^2 \theta$
 $Z(a, 3, \vec{H}) = \int_0^\pi d\theta \sin \theta \int_0^{2\pi} d\varphi e^{-\frac{1}{kT} \mathcal{H}(\theta, \varphi, \vec{H})}$, $a = \frac{K_1 V}{kT}$, $\xi = \frac{\mu H}{kT}$

от φ_H $Z(a, 3, \theta_H)$ не зависит, поэтому положим $\varphi_H = 0$ (2Dx - плоскость $\vec{H}$).

$$Z(a, 3, \theta_H) = \int_0^\pi d\theta \sin \theta \int_0^{2\pi} d\varphi \exp\left[-\frac{1}{kT} \mathcal{H}(\theta, \varphi, \theta_H)\right]$$

$$B(a, 3, \theta_H) = \frac{1}{Z} \int_0^\pi d\theta \sin \theta \int_0^{2\pi} d\varphi \cos \theta e^{-\beta \mathcal{H}(\theta, \varphi, \theta_H)} = \langle \cos \theta \rangle = \frac{1}{Z} \frac{\partial Z}{\partial \xi} = \frac{\partial \ln Z}{\partial \xi}, \quad \xi = \xi \cos \theta_H.$$

$$\bar{B}(a, 3) = \frac{M_z(a, 3)}{M_s} = \frac{1}{2} \int_0^\pi d\theta_H \sin \theta_H B(a, 3, \theta_H) \quad \text{где 3D-random, e.a. } f(\theta_H, \varphi_H) = \frac{1}{4\pi}$$

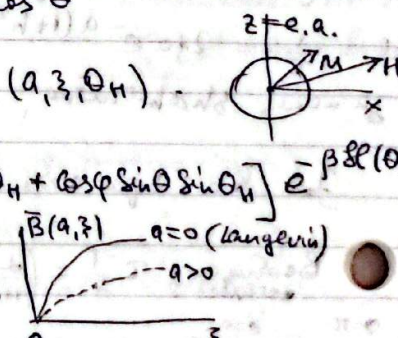
$I(\xi) = \int_0^{2\pi} d\varphi e^{\xi \sin \theta \sin \theta_H \cos \varphi}$ гоинет сферическую аннотированную репрез. ф. Бесселя.
 $-\beta \mathcal{H}(\theta, \varphi, \theta_H) = \xi \cos \theta + \xi \sin \theta \sin \theta_H \cos \varphi + a \cos^2 \theta$

Только надо $\langle \cos(\theta - \theta_H) \rangle$ в аннотирован. $B(a, 3, \theta_H)$.
 Вектор $\vec{M}_H$ - направление, а не M_z .

$$B(a, 3, \theta_H) = \langle \cos \vec{M} \vec{H} \rangle = \frac{1}{Z} \int_0^\pi d\theta \sin \theta \int_0^{2\pi} d\varphi [\cos \theta \cos \theta_H + \cos \varphi \sin \theta \sin \theta_H] e^{-\beta \mathcal{H}(\theta, \varphi, \theta_H)}$$

$$B(a, 3) = \frac{M_H(a, 3)}{M_s} = \frac{1}{2} \int_0^\pi d\theta_H \sin \theta_H B(a, 3, \theta_H)$$

File Meg-estimates.mcd



Note: For paper gear SPM (equilibrium) $M(H, T, K_1)$ где 3D random
 array of equal particles (no V-dispersion, no interaction).

29/X Progress Report - xamcan, compabun - Nefermura e Roy
u discus. e Rebecca M(H,T)-SPM 3D random K1
Mucuna Wofe, Oucane u b ICM'09 Committee

$H_c(T)$ Bermeura e pereray $H_c(T)$ or 28/IX $c_{Meq} = th(\beta \mu H)$, $-H = H_c < 0$, $H = H_d$
CoPT $\mu H = \mu H_K \gamma \left(\frac{H}{\gamma H_K} \right) = \left| \gamma \frac{1}{2} \frac{V}{\mu_0} \frac{2\pi}{h} \right| = \gamma M_s V H_K h = \gamma V 2 K_1 h$, $a = \frac{K_1 V}{kT}$

$\beta \mu H = \frac{\mu H}{kT} = \gamma \frac{2 K_1 V}{kT} h = 2 \gamma a(T) \cdot h$. Tenepo ycuolue na $H_c(T)$

b Buga $t_m = \tau(T, H) \ln 2$, nago zamenuro na $t_m = \tau \ln(1 + cth(\beta \mu H))$.

Neel - yuobunx. $\tau = \tau_0 e^{a(1-h)^2}$ - roiga $H_c(T)$ uz

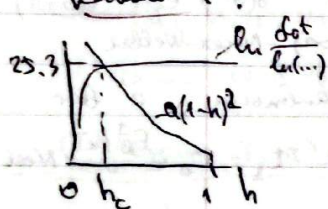
$\frac{\tau}{\tau_0} = e^{a(1-h)^2} = \frac{1}{\tau_0} \frac{t_m}{\ln(1 + cth(\beta \mu H))}$, $a(1-h)^2 = \ln \frac{fotm}{\ln[1 + cth(2\gamma ah)]}$

1) $T \rightarrow 0$, $h \sim 1$, $a \rightarrow \infty$, $cth(2\gamma ah) \approx 1 + 2e^{-2\gamma ah} \approx 1$, $(1-h)^2 = \frac{1}{a} \ln \left(\frac{fotm}{\ln 2} \right)$ -
obzurnoe ype Sherrcock na $h(T)$. $h = 1 - \left(\frac{1}{a} \ln \frac{fotm}{\ln 2} \right)^{1/2}$

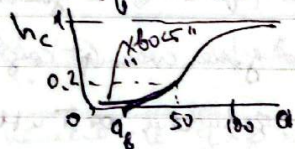
2) $T \rightarrow T_0$, $h \rightarrow 0$, a - uaveruo ≈ 25 , $cth(2\gamma ah) \approx \frac{1}{2\gamma ah} \gg 1$
 $a(1-h)^2 = \ln \frac{fotm}{\ln \left(\frac{1}{2\gamma ah} \right)}$, $e^a = \frac{fotm}{\ln \left(\frac{1}{2\gamma ah} \right)}$, $\ln(\dots) = e^{-a} fotm$,

$\frac{1}{2\gamma ah} = \exp(e^{-a} fotm)$, $h = \frac{1}{2\gamma a} \exp(-e^{-a} fotm)$, byger $h \rightarrow 0$ nago $a \rightarrow \infty$

no $a \sim 20$ u nageer c porcom T, $a \rightarrow 0$. Noxome kopne $h=0$ ner na ufu
kavcu T.



CoPTay $h_c(a)$ uz k-Meal. Bugno, nro $h_c(a)$
tenepo b "0" na obzurnoe game ufu maxox "a".



$h_c(a=25.33) = 0$ que eq Sherrcock

no c uafabnoy Meq - $h_c(25.33) = 0.011$

u uueer "xboer" que maxox a, ufu $T > T_0$.

→ Bzobog: yzer $Meq = th(\beta \mu H)$ b eq. Neel - Sherrcock que $h_c(a)$ ufu $h_c(T)$
u yubogus e namuro high-temperature tail ufu $T > T_0$.
Xota $h_c(T > T_0) \leq 0.011$ - cpatmoueno nana.

→ For high-T tail nomen okagace basunon b eq. $h_c(T)$ - Aharoni
u nomen uufabnoy $h_c(T)$ oxovo T_0 .

30/X Rebecca Xionu REPT
Mucuna Bare, nedy. Teleconference c Roy u Rebeca no SPM - granular films.
Rebeca nefilua u MC - Oucane $H_c(T)$ u $M(H, T)$ que (Reb) Ag
granular films c $T_0 \approx 100$ K ($D = 4-6$ nm). $H_c(T)$ nageer oreu dactro c T
(uz - 8 nuxoi T_0) u $M(H = 30$ kda, $T) = f(T)$ cubno zabunx or T, game
que $f_H(0) \approx 1$ kda u $T_c \approx 1000$ K. Fo uoneno que $T > T_0$, no que $T < T_0$ - do expemo.

У Ребека есть MC-calculations $M(H,T)/M_s$ 0.3 | 0.2 | 0
 frequency 3D-random uniaxial anisotropy.
 Done 6 H=1000 oe $M(H,T) \approx 0.7$ $\mu_m H_k(0) = 1.1$
 (at T=500K)

$M(H,T)$
 "Hc(T)"
 надо вывести, чем больше температура $M_{eq} \rightarrow 1$ на $H_c(T) = \frac{1}{2} \mu_m H_k$
 надо вывести обоснованность и предельные значения $28/1X$ - "master equation".
 Связь $M_{eq} = th(\beta \mu_m H)$ с $\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_+} e^{-a(1+h)^2} + \frac{1}{\tau_-} e^{-a(1-h)^2}$ - закон Нель? как

уточнение в Chantrell 'JAP' 94.

А в O'Grady 'JAP' 94 газе $M_{eq} = \frac{\tau_-^{-1} - \tau_+^{-1}}{\tau_-^{-1} + \tau_+^{-1}}$, $\tau_{\pm}^{-1} = \frac{1}{\tau_0} e^{-a(1 \pm h)^2} \Rightarrow M_{eq} = th(\beta \mu_m H)$

$M_{eq} = th(\beta \mu_m H)$ экв. равновесия M_z при $a \gg 1$ (аналог K_1) и $\tau_{\pm} \approx \tau_0$
 $\langle \cos \theta \rangle = B(a, \frac{1}{2})$ - модус. р. Ланжевена (блужд. Геварингера)

Если $P(t)$ - вероят. non-switching за время t в поле $H = H_z \hat{z}$ и $M_z = 1$,
 то из "master" eq. (губкинское уравнение) следует $P(t \rightarrow \infty) = \frac{\tau_+}{\tau_+ + \tau_-}$ (28/1X)

$P_{nw}(\omega) = \frac{e^{-\beta E(0)}}{e^{-\beta E(0)} + e^{-\beta E(\pi)}}$ Master eq. ($a \gg 1$) газ $\frac{M_z(t)}{M_s} = 2P(t) - 1$ и $M_z(\infty) = M_{eq} = \frac{e^{-\beta E(0)} - e^{-\beta E(\pi)}}{e^{-\beta E(0)} + e^{-\beta E(\pi)}}$
 т.е. $M_{eq} = th(\beta \mu_m H)$

Термагн. аналог. $P(t \rightarrow \infty) = P_{eq} = \frac{1}{2} e^{-\beta E(0)}$, $\theta = 0$ - ас. момент в $t=0$, т.е. $P(t=0) = 1$
 $Z = \int d\theta e^{-\beta E(\theta)}$ и $P(\theta) = e^{-\beta E(\theta)} = e^{-\beta E(0)} \delta(\theta) + e^{-\beta E(\pi)} \delta(\theta - \pi)$
 газе $P(\omega) = P_{eq} = P_{nw}(\omega)$ - Нисер-Веллер

Термагн. $M_{eq} = th(\beta \mu_m H)$ экв. равновесия (при $a \gg 1$) и гинсбург-Ландау, а для
 $\rightarrow M_{eq} = \frac{\tau_-^{-1} - \tau_+^{-1}}{\tau_-^{-1} + \tau_+^{-1}}$ газе $th(\beta \mu_m H)$ только при инт. сурдате $\tau_{\pm} = \tau_0 e^{\pm E_0/kT}$ - Нель
 - временн. процесс $\tau(E_0)$ и τ_0 не забудем. от T и H (то не берем в ову. сурдате).

$\rightarrow$ Вывод: $P(\infty) = \frac{\tau_+}{\tau_+ + \tau_-}$ и $M_z(\infty) = \frac{\tau_-^{-1} - \tau_+^{-1}}{\tau_-^{-1} + \tau_+^{-1}}$; аналогично из губк.-аннот. "master" equation
 совпадает с термагн. аналогом только если $\tau_{\pm} = \tau_0 e^{\pm E_0(H)/kT}$, то без $\tau_{\pm}$ не
 может возникнуть (он не уравновешен). $e^{-t/\tau}$ асимптотика (long-time)
 с $\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_+} + \frac{1}{\tau_-}$ получ. из. упр-я F.-P. и $\tau_0 = \frac{1}{\tau_+ + \tau_-}$ не газе $th(\beta \mu_m H) = M_{eq}$
 но "master"-eq. $M_{eq} = \tau [\tau_-^{-1} - \tau_+^{-1}]$

Ал.-Бз. equation for $\frac{1}{\tau}$ газе $\tau_{\pm}^{-1} = \left(\frac{4}{1+a^2} \right) \delta H_k \left(\frac{a}{\pi} \right) (1-h^2) (1 \pm h) e^{-a(1 \pm h)^2}$

и $M_{eq}^{master} = \frac{\tau_-^{-1} - \tau_+^{-1}}{\tau_-^{-1} + \tau_+^{-1}} = \frac{(1-h)e^{-a(1-h)^2} - (1+h)e^{-a(1+h)^2}}{(1-h)e^{-a(1-h)^2} + (1+h)e^{-a(1+h)^2}} = \frac{(1-h)e^{2ah} - (1+h)e^{-2ah}}{(1-h)e^{2ah} + (1+h)e^{-2ah}} =$
 $= \frac{sh(2ah) - hch(2ah)}{ch(2ah) - hsh(2ah)} = \frac{th(\xi) - h}{1 - hth(\xi)}$, где $\mu_{eq}^{master} = \frac{th\xi - h}{1 - hth\xi}$ мало похоже на $M_{eq}^{therm} = th\xi$,
 где $h = H/H_k$ и $\xi = \mu_m H/kT = \beta \mu_m H$. $M_{eq} = th\xi - \frac{h^2}{2} \xi^2 + O(h^2)$ берется Берк (1993)

Упр-е $\frac{dP}{dt} = -\frac{1}{\tau} [P(t) - P(\infty)]$ и $P(t) = P(\infty) + [P(0) - P(\infty)] e^{-t/\tau}$, sub. to "master" eq.

Несомнн, когда $e^{-t/\tau}$ равен нулю или достаточно $t \gg \tau_0$ и область $t \approx 0$ не интерес:

$P(t_2) = P(\infty) + [P(t_1) - P(\infty)] e^{-\frac{(t_2-t_1)}{\tau}}$, $t_1, t_2 \gg \tau_0 \sim 10^{-9} \text{ s} = 1 \text{ ns}$

$\frac{M_z(t)}{M_s} = \langle \cos \theta \rangle = \int d\theta \cos \theta P(\theta, t)$, $P(\theta, t \rightarrow \infty) = e^{-\beta E(\theta)}$

Master (глобальное прилн.) $\frac{M_z(t)}{M_s} = \cos \theta_1 [P(\theta_1 t)] + \cos \theta_2 [1 - P(\theta_1 t)] = 2P(\theta_1 t) - 1$
 $\theta_1 = 0$ $\theta_2 = \pi$

абн. не таким и простым.

Ситуация осложняется тем, что в номер $H = 20-30 \text{ kOe}$ (Хаовей), $H > H_K$ - энерг. барьеры подавлены и неясно какое $\frac{1}{\tau}$ и V_c использовать.

3/1/17 Убежда Пр, Ване, Бафбаху. Звоним в Imag Core по поводу сравки.

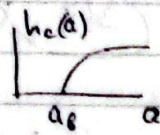
$H_c(T, t)$ Уравнения $\frac{dM}{dt} = -\frac{1}{\tau} [M(t) - M_e]$, $M_e = M(t \rightarrow \infty)$, $M = M_z$ [Chant, O'Grady '94]

$M(t) = M(\infty) + [M(0) - M(\infty)] \int_0^\infty dy f(y) e^{-t/\tau(y)}$

или $M_z(H, T, t_w) = M_e + [M_z(H, T, 0) - M_e] \int_0^\infty dy f(y) e^{-t/\tau(y, H)}$ и мндр

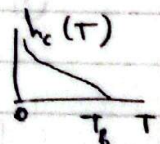
ты же помнишь, что "master" equation, учли только из-за $f(y)$ - q. распределение E-барьеров (или уровней) Засны.

like "GPT - $H_c(T)$ - Mag. med" $\rightarrow$ $\ln[1 + \cosh \beta \mu H]$ в $H_c(a) - Ah$.



с квант. - то $\approx$ квант. T_N . Кривая $H_c(a)$ должна убывать (!) до T_0 .

с квант. $K_1(T)$, $M_s(T)$ и кривая $H_c(T)$ также должна убывать (!)



GPT Теперь берем $H_c(T)$ - fitting

где Хаовей experiments на $\text{Co}_3\text{Pt} - 0$.

$H_c(T)$ - GPT - old sample (Fig. 5 - Int. report) не совсем неубывает, т.к. кривая $H_c(T)$ имеет $T \propto T_0$, где на экстр. ток.

$\rightarrow$ Упробов calc. $H_c(T)$ где GPT - 24B и GPT - 26B (Fig. 7).

GPT-24B - high-T tail of $H_c(T)$

T, K	423	430	435	440	450	460	470	480	490	495	495.1
$H_c^{\text{calc}}(T), \text{ kOe}$	1.48	1.32	1.21	1.10	0.88	0.66	0.45	0.26	0.11	0.06	0

Была 22/17 $T_0 = 432$,
 теперь $T_0 = 495 \text{ K}$.

Due GPT-26B fitting $c H_K(0) = 15.3 \text{ kOe}$, $D = 5.9$ μeV $\rightarrow$ $H_K(0) = 15.27 \text{ kOe} \rightarrow \mu = 2.764 \cdot 10^5 \text{ G} \cdot \text{nm}^3$

150K - Ah - Brown fitting $\rightarrow x = H_K^0 \mu = 4.22 \cdot 10^9 \text{ G} \cdot \text{nm}^3$

GPT-26B - high-T tail $H_c(T)$

T, K	373	400	423	453	460	470	480	490	500	510	515	518
$H_c^{\text{calc}}(T), \text{ kOe}$	2.20	1.77	1.41	0.935	0.825	0.668	0.513	0.362	0.222	0.103	0.056	0

Была 26/17 $T_0 = 454$, теперь $T_0 = 518 \text{ K}$.

Escaneado con CamScanner

CoPt films D. Weller et al. APL 61, 2726 (1992) $\text{Co}_{1-x}\text{Pt}_x$ films ($t=100 \text{ nm}$)

$M_S(300\text{ K}) \approx 930 - 950\text{ G}$ gms $\text{Co}_{25}\text{Pt}_{25}$, $M_S(300\text{ K}) \approx 700\text{ G} - G_{50\text{Pt}_{50}}$

Intrinsic K_u (300 K) $\approx (0.2-0.4) \cdot 10^7$ erg/cc pure $\text{Co}_2\text{Pt}_{20}$. $K_1 = K_u - 2\pi M_s^2 > 0$, $x > 0.5$
($\frac{4}{\pi} \mu_B$ (0.9))

Co_3A films G. R. Korp et al. PRL 71, 2493 (1993) Co_3Pt films ($t=100 \text{ nm}$)

$$\text{Co}_3\text{Pt} (\text{Co}_{77}\text{Pt}_{23}) \text{ under } M_s (\text{Book}) = 970 \text{ G} \pm 5\%$$

В записи, от условий приговора и т. Слесь ф.ф.с. и к.с.р. рз.

Взнос к.с.р. о.с. (0001) 1102 ^(+проект) Анализ - переговоры Со и СоРт снос

напряжен. переход к с.р. $\rightarrow$ ф.с.с. с новым уровнем T в bulk CoPt

$\boxed{\text{h.c.p.}} \parallel \text{f.c.c.}$
T
 $T_{\text{eq}} = 650 \text{ K}$

Hugane Tsubstr. convección por h.c.p. Co₂ Pt catalizad.
de f.c.c. u h.c.p. catalizador mismo en el
u y no para ambas. (Cn. González Ochoa PRBZ gois)

1/2/II "Hocform M(H,T) of granular film". Hamamatsu Internal
HAMR Report "Temp. dependence of H_c "

3/71 Osgood (Cmu Lib) paper on $M(H,T)$, $H_c(T,t)$, relaxation of granular films.
 Pabon B. Barbara

① A. Marchand et al. JMMM 116, 64 (1992)

$$M(H, T) = \int_{s_m}^{s_M} ds \, n(s) m(s) L\left[\frac{m(s)H}{kT}\right], \quad \begin{aligned} n(s) &\sim \frac{1}{s^a} - \text{particle size "s" distribution} \\ m(s) &\sim \frac{1}{s^b} - \text{particle magnetization} \end{aligned}$$

large field regime $M_s H \gg K_1 \rightarrow M(H, T) = M(\infty, 0) = M_1 \left(\frac{T}{T_m} \right)^{\frac{(b-1)}{b}} g\left(\frac{H}{T}\right)$

M, T_m - constants. Fitting to exp. gas $a=1.32, b=0.35$ (an. 188 ppmv Chantrell's)

② B. Barbara and L. Gunther. *JMM* 128, 35 (1993).

Холщяне соодветно Е-базирам.

③ B. Barbara et al. JMMM, 136, 183 (1994).

"Two variables scaling" of the magnetic viscosity" (am. copy).

→ R. W. Chantrell, M. Fearon, F. P. Wohlforth. Ph. St. Sol. A97, 213 (1986)

Time-dependent magnetic behaviours of fine Particle Systems:

$$\text{IRM}(H) = \int_0^\infty dv f(v) [1 - e^{-t\tau(v, H)}] e^{-t/\tau(v)} \quad \text{--- isothermal remanent magnetisation}$$

Escaneado con CamScanner

as before
2nd

Ровнина: это calculated $M(T, 50 \text{ bar})$ на графике негнущееся.
2nd exp. $M_{\text{exp}}(T, 50 \text{ bar})$. $\frac{\mu H}{kT} \gg 1$ почти для всех T .

Oxygen 300 c Roy u nocna e-mail to Xuewei and Dieter.

Для нашей области и требуемое значение $M(\tau, 20 \text{ кОе})$ большее чем $CoPt-O$.

A graph showing Helmholtz free energy (H) on the vertical axis versus Temperature (T , K) on the horizontal axis. The curve starts at a high value of H at $T = 0$ and decreases sharply as T increases, reaching a lower value at $T = 15$ K. The system is labeled as 7. mole.

- 1) $M(T)$ при $H=50$ кГс нагреть от нуля до $T_0 \approx 15$ К
- 2) $\Delta_c(T, t_m)$ нагреть с T до $T_0 \approx 15$ К
- 3) $M(H)$ не размораживать газ при $H=50$ кГс, 200 н/м 5 К (FM), 200 н/м 200 К (SPM)

3D-random $H_c(\tau) = 0.48 H_K(\tau) \left[1 - \left(\frac{kT}{K_V} \ln f_0 \tau \right)^{0.77} \right]$ - Pfeiffer '90.

Übung 1 $M_2(b) = 2.048 \frac{7.64 \cdot 10^6 \text{ erg/cc}}{10 \cdot 10^3 \text{ cc}} \approx 253 \text{ G (?)}$ $\Rightarrow$ auch $H_c(\tau \rightarrow 0) \approx 10 \text{ G}$

Törnére szerint $\mu(0) = M_s(0)V$ és $H_k(0) = \frac{2K_1(0)}{M_s(0)}$: $\frac{1}{2} H_k(0) \mu = k_B T_0$ limit

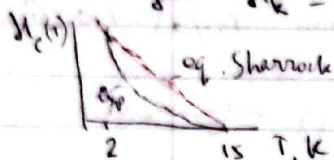
$$\mu(0) = \frac{2k_B T_B \ln f_0}{H_c(0)} = 2\eta \frac{k_B T_B \ln f_0}{H_c(0)}, \quad \eta = 0.48 \text{ for 3D Random (lower aligned case } \eta < 1)$$

$$\mu(0) = 2 \cdot 0.48 \frac{k_B \cdot 17 \text{ K} \cdot 25.3}{10 \text{ kOe}} = 5.70 \cdot 10^3 \text{ G} \cdot \text{nm}^3, \quad D = 3.5 \text{ nm} \rightarrow M_s(0) = 250 \text{ G}$$

logonka: Exp. $H_c(2 \text{ K}) = 6.80 \text{ kOe}$ $H_c(15) = 0.03 \text{ kOe}$, т.е. $T_B \approx 15 \text{ K}$.

Yp. $H_c(15 \text{ K}) = 0.03 \text{ kOe}$ гаер $x = \mu / H_c^0 = 1.05 \cdot 10^8 \text{ G} \cdot \text{Oe} \cdot \text{nm}^3$ и $H_c(2 \text{ K}) = 6.8 \text{ kOe}$

гаер $H_c^0 = 17.97 \text{ kOe} \rightarrow \mu = 5.84 \cdot 10^3 \text{ G} \cdot \text{nm}^3 \rightarrow M_s(0) = \frac{\mu(0)}{V} = 260 \text{ G}$



Выводы: и logonka $H_c(T)$ убывает

и при увеличении T, это можно нар. нормировать T_B (хбас $H_c(T)$ и T_B из $f(v)$) и $M_s(0) \neq -1$

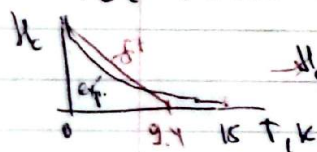
2) $M_s(0) = 260 \text{ G}$ Сумма нулю (?)

3) $K_1(0) = 2.34 \cdot 10^6 \frac{\text{erg}}{\text{cc}}$ - fitted и предположения, но это uniaxial constant, torque van as deposited FePt ссб f.c.c. - cubic

Угнетение н.т), logonka logon. т.е. $H_c(8 \text{ K}) = 1.14 \text{ kOe}$ ($\frac{\mu H}{kT} \gg 1$ и $M_s = -\frac{\mu H}{kT} \approx -1$)

$$\text{Exp. } \frac{H_c(2 \text{ K})}{H_c(8 \text{ K})} = \frac{6.80 \text{ kOe}}{1.14 \text{ kOe}} = 5.965 \rightarrow x = 0.656 \cdot 10^8 \text{ G} \cdot \text{Oe} \cdot \text{nm}^3 = \mu H_c^0$$

$H_c(2 \text{ K}) = 6.80 \text{ kOe}$ гаер $H_c(0) = 20.35 \text{ kOe} \rightarrow \mu = 3.23 \cdot 10^3 \text{ G} \cdot \text{nm}^3 \rightarrow M_s(0) = 144 \text{ G}$



$H_c(T)$ - logonka из-за н.т), $T_B = 9.4 \text{ K}$ угнетение,

то $M_s(0) = 144 \text{ G}$ больше сбалансировано (!)

→ h. 3) - Cubic anisotropy негдо неупорядочен (ан. Aharoni V_T - cubic).

Wu et al APL submitted на RPL - as deposited боодузе K_1 не угнетенно (!)

Cubic anisotropy Aharoni PRB 77 гаер гае куб. анизотропия (касаемо K_c) и при $a \gg 1, a = \frac{K_c V}{kT}$

$$\text{OAH [001]: } \mu_1 = \frac{2M_s}{8K_c} \frac{1}{\tau} = \frac{8\sqrt{2}}{\pi} \left(\frac{d}{1+d^2} \right) e^{-a/4}, \quad (\mu_2 = 1.5\mu_1) \rightarrow \frac{1}{\tau} = \frac{8\sqrt{2}}{2\pi} \frac{dK_c}{M_s} e^{-a/4}$$

$$\text{OAH [111]: } \mu_1 = \frac{4\sqrt{2}}{3\pi} \left(\frac{d}{1+d^2} \right) e^{-a/12}, \quad (\mu_2 = 2\mu_1, \mu_3 = 3\mu_1) \rightarrow \frac{1}{\tau} = \frac{2\sqrt{2}}{3\pi} \frac{dK_c}{M_s} e^{-a/12}$$

$$f_0 [001] = \frac{4\sqrt{2}}{\pi} d \frac{K_c}{M_s} = 8\sqrt{2} \left(\frac{d}{2\pi} \right) \frac{K_c}{M_s} = 10 \cdot 3 \frac{\text{GHz}}{\text{kOe}} \cdot 0.01 \frac{10^6 \text{ erg/cc}}{10^3 \text{ G}} \approx 3 \text{ GHz}$$

$$f_0 [111] = \frac{4\sqrt{2}}{3} \left(\frac{d}{2\pi} \right) \frac{K_c}{M_s} \approx 2 \cdot 3 \frac{\text{GHz}}{\text{kOe}} \cdot 0.1 \frac{10^6 \text{ erg/cc}}{10^3 \text{ G}} = 0.6 \text{ GHz}$$

Ем T_B - угнетение кат $H_c(T_B, t_m) = 0$ $\tau = t_m$, то $\frac{1}{\tau} = f_0 e^{-a/4}$

$\frac{1}{4} a(T_B) = \ln f_0$, $K_c V = 4 k_B T_B \ln(f_0)$, то при $D = 3.5 \text{ nm}$ гаер $K_c \approx 1.10^7 \frac{\text{erg}}{\text{cc}}$

гае [001] кат. то K_c неупорядочено велика $\rightarrow V$ гаемен ссб ~~большое~~ ~~большое~~

Суграй. [111], гаер $K_c > 1.10^7 \text{ erg/cc}$, ссб ссб V гаемен ссб ~~большое~~ ~~большое~~

→ Magn. upstanding, perpendicular SPM $T > T_d$ ($M(T)$, $M(H)$) u low T , $T < T_d$ Exp. data ($M_s(T)$, $M(H)$). Venevigeno uz Barabji μ , T_c , d_k vengene in ne vengenebepem. Juge - Juge.

$K_{spin}(L_A = K_{e1}(d_1^2 d_1^2 + d_2^2 d_2^2 + d_3^2 d_3^2) + K_{e2} d_1^2 d_2^2 d_3^2)$, $\begin{cases} d_1 = \sin\theta \cos\varphi \\ d_2 = \sin\theta \sin\varphi \\ d_3 = \cos\theta \end{cases}$ uap (θ, φ)

$E_A = K_{e1} \left[\frac{1}{4} \sin^2 2\theta + \sin^4 \theta \frac{1}{4} \sin^2 2\varphi \right] + K_{e2} \sin^2 \theta \sin^2 \varphi \frac{1}{4} \sin^2 2\varphi =$
 $= \frac{K_{e1}}{4} [\sin^2 2\theta + \sin^4 \theta \sin^2 2\varphi] + \frac{1}{16} K_{e2} \sin^2 \theta \sin^2 2\theta \sin^2 2\varphi$

Marioni: $K_{e1} = K_e \rightarrow K$, $K_{e2} = 0$ uz μ penevise u $\mu = 0$ nene.

FePt - as deposited

ϵ/χ Paganavicius, Jovanovic / uz Jovanovic FePt - $K_1(T)$ PRL paper e Oleson Marioni Lo Roy/Dieter e FePt - paper u Lo Ritzberger o J/na. Oleg Jovanovic FePt as deposited $M(T, H)$, $M_s(T)$ e Marioni.

7/21 Parier SPM ($T > T_d$) vengene array of FePt as deposited particles.

$M(T, H)$ Exp. $\frac{M(200K, 50 kOe)}{M(20K, 50 kOe)} = \frac{0.55}{3.95} = 0.164$. Venevigeno $m(T, H) = m_{sat} L\left(\frac{\mu H}{kT}\right)$

$m_{sat} = M_s(T)V$. $m(T, H) = m_{sat}$ vengene nene u $M \cdot m = m_{sat}$ nene of sample

$M(T) = M_s(T)V = f(0) \cdot \left[\frac{M_s(T)}{M_s(0)} \right]$, $f(0) = M_s(0)V$. $\frac{M(T, H)}{M(T, H)}$ calc. for value 0.164

u $f(0) = 0.393 \cdot 10^3 G \cdot nm^3$, $M_s = 9.21 \cdot 10^{11} G \cdot cm^3 = 9.21 \cdot G \cdot nm^3$, $\tau = 0$. $f(0) = 42.4 \mu_B (!)$

$V = \frac{f(0)}{M_s(0)} = \frac{0.393 \cdot 10^3 G \cdot nm^3}{1.1 \cdot 10^3 G} = 0.357 nm^3$ u $D = \left(\frac{6V}{\pi}\right)^{1/3} = 0.88 nm$

- 200 K vengene. u $f(0)$ vengene $M_s(0) = 10^3 \cdot 1.1 G$ gzer $D = 0.88 nm$, bego Oleson $D \approx 3.5 nm$

$D = \left(\frac{6}{\pi} \frac{f(0)}{M_s(0)}\right)^{1/3}$. $f(0)$ u $M_s(0)$ $D = 3.5 nm$ nago $M_s(0) = 18 G (!)$

→ Marioni, nene u $M(T, H = 50 kOe)$ $f(0) = 0.393 \cdot 10^3 G \cdot nm^3$ - vengene u.

$M(200K, H)$ $M(T, H) = N \mu f\left(\frac{\mu H}{kT}\right)$. Marioni he baim. $\mu = N_s V$ vengene y Barabji, $\mu \sim V d$, $d \leq 1$.

$M(T, H) \approx N \frac{\mu^2}{3kT} H$ u $\chi_i = \frac{N \mu^2}{3kT}$ (14/2). $M(0, H) = N f(0) \rightarrow N = \frac{0.004 emu}{0.393 \cdot 10^3 \cdot 10^{-30} emu}$ (no saturation) $= 1.02 \cdot 10^{28} emu$

$\chi_i(T) = N \mu^2(0) \frac{m^2(T)}{3kT} \rightarrow N = \frac{3kT \chi_i(T)}{\mu^2(0) m^2(T)} = 1.82 \cdot 10^{28}$ (no susceptibility)

Mar. $\chi_i(200K) \approx 3.31 \cdot 10^{-8} \frac{emu}{Oe}$. N (no M_s) u N (no χ_i) vengene nene Oleson Marioni (uz $f(0)$ - ?)

Mar. $\frac{M(200K, 50 kOe)}{M(200K, 15 kOe)} = \frac{1.95 \cdot 10^{-3} emu}{0.50 \cdot 10^{-3} emu} = 2.5$. Marioni $f(0)$ uz $\frac{M(200, 50 kOe)}{M(200, 15 kOe)}$ calc. ≈ 2.5

Escaneado con CamScanner

→ Если $f(V)$ - в SPM осями, то наиболее просто: использовать $\chi(\omega, T)$.

① MFA н-до. где $M_S(t), m(t) \rightarrow \frac{\mu H}{kT} = \frac{\mu(0)H}{kT} \cdot m(t)$, $m(t)$ назав
 бис-е же $m_{MFA}(t)$. $\mu(0)m_{MFA}(t)$ - бис-е (зависит от m_{MFA}) $\mu(0)$ и $M_S(0)$,
 т.е. $\mu(0)m(t) = \text{const}$ и не зависит от T . $\mu(0)m(t) \propto M(T, \text{soln})$.

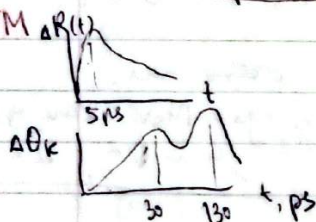
③ m. coupling $\mu = \frac{\mu_0}{1 + T/T_c}$ - измерено
- см. Allia et al. . Dает T_c номер сдвиг μ m. coupling, а не K .

④ $M(z)$ неограничена  $\rightarrow \langle M \rangle_V < M_S$, $\mu = \langle M \rangle_V V$ -
 - гомогенная
 $\Rightarrow$ exp.-fitting $\langle M \rangle_V < M_S$, и M_S неогр. неогр.

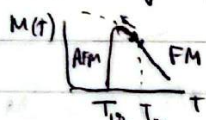
$$M(T, H) = M_{\text{sat}}(T) L\left(\frac{\mu H}{kT}\right) \cdot E_p \cdot \frac{M(15K, 50 \text{ kOe})}{M(15K, 10 \text{ kOe})} = \frac{3.331 \cdot 10^{-3} \text{ emu}}{2.239 \cdot 10^{-3} \text{ emu}} = 1.488$$

$M(H, ISK)$ Погрешка $\mu(0)$ из $\frac{M(ISK, \text{solid})}{M(ISK, 10 \text{ kpc})} \text{ calc.} = 1.488$ гала $\underline{\mu(0) = 0.526 \cdot 10^3}$
 $\rightarrow \mu(0)$ очень маленькое значение. $G \cdot cm^{-3}$

10/21 Letter o ICM-SW paper. Nanomagnetic cefc FeRh-papers u $M_2 - \Theta_k(t)$ measurements.
Meeting = Weller, Chantrell; Hohlfeld, Veerdouff, Gauring, Borgman, Myagakov.
o new optical R(t), $\Theta_k(t)$ measurements of FeRh.

$$\text{FeRh}$$
$$\text{AFM} \Rightarrow \text{FM}$$


Exp. uzmetremo: 1) ogum nuna reflectivity $R(t) \sim T$ na 5 ps
2) gla zana izpovebanas na nuna gura kappa $\sigma_k(t)$
3) nepexog FER na AFM to FM is fast, $\Delta t \sim 30$ ps



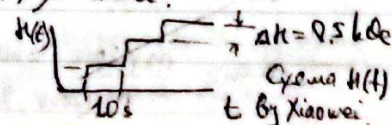
Карбиды в виде T_{12} -AFM-FM $\sim \Theta_K(T)$ растет,
 доминирует max, затем падает $\sim M_{\text{eff}}(T)$.
 $T_m - \Theta_K(T)$ растет $\sim M_{\text{eff}}(T)$; а затем падает в
 $T < T_{12}$.

Вопрос: как $\theta_k(t) = T_{\text{наг}} - T_{\text{м}} - \theta_k(t)$ зависит от $M(T)$? а также нагнет. упр. $T \leq T_{\text{н}}$

$H_c(T) \rightarrow$ Discussion c Andreas Kamen $H_c(T)$ -internal report. We neglect the report about CoPt + FePt Sec. Discussion FePt-as deposited $H_c(T)$, $M(H,T)$ -M-small? R16

В) Комиссия Вука $B(a, z)$ по уа

2) $\log_{10} \text{cutoff } f_{\text{eff}}(\text{Book}) \sim 2 \text{ s.u. } R = 50 \frac{\text{de}}{\text{s}}$
 6. Chou & C. (7, 4) - equations, no uzimovost?



$M_{eq}(a, \beta)$ up to $a \gg 1$.

$x = a \sin \theta, \quad \beta = \frac{M_H}{kT}, \quad a = \frac{v_F v}{kT}$

$$Z(a, \beta) = \int dx e^{ax^2 + ix} = \int dx f(x) e^{ax^2} = \int dx f(x) e^{ax^2} + \int dx' f(-x') e^{ax'^2}$$

$a \gg 1, \quad F(a) = \int dx f(x) e^{ax^2} = \max e^{ax^2} \text{ near } x=1, \quad F(a) = \int dx f(x) e^{ax^2} = \frac{1}{a^{1/2}} e^{a f(1)}$

$$F(a) = \int dx e^{ax^2 + ix} = \int dx e^{a(x + i/2a)^2 - i^2/4a} = \int dx e^{a(x + i/2a)^2} e^{-i/4a} = e^{-i/4a} \int dx e^{a(x + i/2a)^2} = e^{-i/4a} \frac{1}{a^{1/2}} e^{a f(1)}$$

$$F(a) = \left(\frac{1}{a} \right)^{1/2} e^{i/4a} e^{a(1 + i/2a)^2} = \left(\frac{1}{a} \right)^{1/2} \frac{a^{1/2}}{2a + i}, \quad F_1(a) = \int dx' f(-x') e^{ax'^2} = \frac{e^{a-1}}{2a-1}$$

$$Z(a, \beta) = \frac{e^{a+1}}{2a+1} + \frac{e^{a-1}}{2a-1} = e^a \left[\frac{e^1}{2a+1} + \frac{e^{-1}}{2a-1} \right]$$

$$B(a, \beta) = \frac{1}{Z(a, \beta)} \frac{\partial Z}{\partial \beta} = \left[\frac{e^1}{2a+1} + \frac{e^{-1}}{2a-1} \right]^{-1} \left[\frac{e^1}{2a-1} - \frac{e^{-1}}{2a-1} + \frac{e^1(-1)}{(2a+1)^2} + \frac{e^{-1}}{(2a-1)^2} \right]$$

where $Z(a, \beta) = e^a \left[\frac{e^1}{2a} \left(1 - \frac{1}{2a}\right) + \frac{e^{-1}}{2a} \left(1 + \frac{1}{2a}\right) \right] = \frac{e^a}{a} \left[\text{ch } \frac{1}{2a} - \frac{1}{2a} \text{sh } \frac{1}{2a} \right]$

$$\frac{\partial Z(a, \beta)}{\partial \beta} = \frac{e^a}{a} \left[\text{sh } \frac{1}{2a} - \frac{1}{2a} \text{ch } \frac{1}{2a} - \frac{1}{2a} \text{sh } \frac{1}{2a} \right]$$

$$B(a, \beta) = \frac{1}{2} \frac{\partial Z}{\partial \beta} = \frac{\text{sh } \frac{1}{2a} - \frac{1}{2a} \text{ch } \frac{1}{2a} - \frac{1}{2a} \text{sh } \frac{1}{2a}}{\text{ch } \frac{1}{2a} - \frac{1}{2a} \text{sh } \frac{1}{2a}} = \frac{\text{sh } \frac{1}{2a} \left(1 - \frac{1}{2a} \text{ch } \frac{1}{2a} - \frac{1}{2a}\right)}{\text{ch } \frac{1}{2a} \left(1 - \frac{1}{2a} \text{th } \frac{1}{2a}\right)} = \text{th } \frac{1}{2a} \times$$

$$\times \left(1 - \frac{1}{2a} \text{th } \frac{1}{2a} - \frac{1}{2a}\right) \left(1 + \frac{1}{2a} \text{th } \frac{1}{2a}\right) = \text{th } \frac{1}{2a} \left(1 - \frac{1}{2a} \text{ch } \frac{1}{2a} - \frac{1}{2a} + \frac{1}{2a} \text{th } \frac{1}{2a}\right) = \text{th } \frac{1}{2a} \left[\frac{1}{2} - \frac{1}{2} \text{th}^2 \frac{1}{2a} + \text{th } \frac{1}{2a} \right]$$

At $a \gg 1: B(a, \beta) = \text{th } \frac{1}{2a} - \frac{1}{2a} \left[\frac{1}{\text{ch}^2 \frac{1}{2a}} + \text{th } \frac{1}{2a} \right]$

from $F(a) = \int dx e^{a f(x)} = \frac{1}{a^{1/2}} e^{a f(x_0)}$
if $\int_{x_0}^{\infty} f(x) dx = 0$ (e.g. $f(x) = \max_{x \in \mathbb{R}} f(x)$), but $f'(x_0) \neq 0$.

orig. Andreas
Ducan & Andreas

11/11 M. Hassen, "nonlinear" 200 & the Boussinesq SRC-application.
No "Spintronics" Boussinesq L.M. Belou, "comp. kV Rao, Stockholm, probabilities
No CMR" & Rao (of mathematics Kyriakopoulos Univ. Athens, Athens, 1998).

Felt as deposited. M(VH) method of calculation, 1985 K. Bepem, exp. M(H, 15k) by Xiaowei & exp. M(VH) from
Bepem, which is 15 kG.

$M(H) = M_s + B \cdot (VH)$, $M_s = 9.75 \text{ memu}$, $B = -22.08 \text{ kG} \cdot \text{memu}$
(non-linear operation)

$M(H) = M_s \left[1 - \frac{H_0}{H} \right]$, $\text{in } 10^3 \text{ G} \rightarrow H_0 = \frac{B}{M_s} = \frac{22.08 \text{ kG} \cdot \text{memu}}{9.75 \text{ memu}} = 2.27 \text{ (kG)}$
Exp. $f_i = \frac{M(H)}{H} = \frac{0.7889 \text{ memu}}{1000 \text{ G}}$. Der. $M(H) = 0.137 + 0.647 H(\text{kG})$

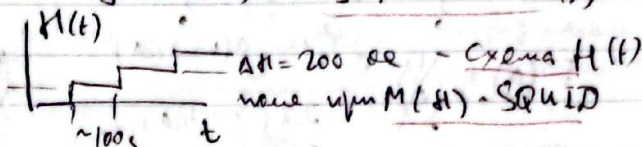
Fitted $f_i = 0.647 \cdot 10^{-3} \frac{\text{memu}}{\text{G}}$, $M(H) = \frac{1}{2} T \left(\frac{f_i}{2 M_s H_0} \right)^{1/2} = 613.1 \text{ G} \cdot \text{memu}^3$

Particle m. moment $\mu(15k) = 0.614 \cdot 10^3 \text{ G} \cdot \text{memu}^3$, $\text{guaranteeing } \text{Langmuir} = 0.526 \cdot 10^3 \text{ G} \cdot \text{memu}^3 \text{ from } M(H)$
 $M_s(0) = \frac{M(0)}{V} = 27 \text{ G} \cdot \text{memu}$ $D = 3.5 \text{ nm}$, $\text{hence } N = \frac{M_s}{\mu} = \frac{27 \cdot 10^3 \text{ G} \cdot \text{memu}}{0.614 \cdot 10^3 \text{ G} \cdot \text{memu}^3} = 44 \cdot 10^3$
- $\text{Langmuir} = 1/2 \text{ of } M(H)$, $T = 200 \text{ K}$.

→ Dymytskiy & Andreas coas. $H_c(T)$ report. Obrazuemy berebuz
 i cbei pacos $t_{eff}(T) = \frac{H_g}{\rho}$.

FePt - as deposited

→ Dymytskiy & X. Wu C. Liu (orig Weller's) u Raz, Oleg ugnepenni
 FePt - as deposited films. Esco ZFC u FC data. Esco data no
 $M(H,T)$, $H_c(T)$ uenox e puznei T - solventa u ocamgenue b m. field
 in - plane (xosor goamnyz particles μ^2 - alignment). $M_s(0) = 7000$ G (f)
 - gnoro us fitting by Xiaowei.



Due VSM at 10s, $AH = 0.5$ kOe.

Biologin

- Interparticle - Magnetost. Coupling nomos ovaesove bannom, gopnyjuz T_b u T^2 (Allia).
- $f(v)$ kago y zecso, xosb pacupezemue u yzuee (TEM - data?)
- Wmijezce pacu, kagnoyozgnyz $M(r)$ zocauu, r.k. $\langle M(r) \rangle < M_s$ u
 esco upuzma yuenouemue μ u M_s fitted from exp. data $M(H,T)$.
- Wpobezus H/r u H/M_s scaling (Allia).

12/XI Hamcan u zocauu Progress. Rep. Cu. new - FePt Xiaowei data.

$H_c(R)$ Kucuo to M. Hanson.

Andreas cooduyu, 200 kago $H_g = \frac{kT}{M_s V (1 - \frac{H_c}{H_{K0}})}$ b Int. Report,
 Bez "2" b zueueueue. Wpobezus, opabnyz c
 El-Hilo '92 u Garg '95. Ananyz $H_c(dH/dt)$, Cu. 13/XI.

El-Hilo, JMM '92. uozguz yz $\frac{1}{T_{\pm}} = f_0 (1 \pm h) e^{-a(1 \pm h)^2}$, upenofezce h^2 (?),

tozge uaz y Brown '63 $\frac{1}{T_{\pm}} = \left(\frac{d}{1+d^2}\right) \delta H_K (a/\pi)^{1/2} (1-h^2) (1 \pm h) e^{-a(1 \pm h)^2}$ to ovezozka.

El-Hilo '93 gozun uoyzuz upabnyue $M_{eq} = \frac{th^3 - h}{1 - hth^3}$, buozozoz on geoz $M_{eq} = th^3$ (?).

Douszo Esco $f_0 = \left(\frac{d}{1+d^2}\right) \delta H_K (a/\pi)^{1/2} = \left(\frac{d}{1+d^2}\right) \delta H_K^{3/2} \left(\frac{M_s V}{2\pi kT}\right)^{1/2}$, $f_0^{EL-H} = \delta H_K^{3/2} \left(\frac{M_s V}{2\pi kT}\right)^{1/2}$

→ 30/XI a uoyzuz, 200 $M_{eq} = \frac{th^3 - h}{1 - hth^3}$, cag. yz $\frac{1}{T_{\pm}}$ Brown + master equation, uozozma h .

Wpuzma: uozozmoez master equation. Kago $M_{eq} = B(a, 3)$. Ona befma umoz upu $h = \frac{3}{2a} \rightarrow 0$.

→ $f_0 = \left(\frac{d}{1+d^2}\right) f_0^{EL-H}$. U upu $d=1$, $f_0 = \frac{1}{2} f_0^{EL-H}$, nozozuy

"2" b $h_c(R) = 1 - \left(\frac{1}{a_m} \ln \frac{f_0^{EL-H} H_K}{2a_m R}\right)^{1/2}$ El-Hilo '92 upozozce b f_0 .

Tozuee b $h_c(R)$ buozoz $\frac{1}{2} f_0^{EL-H}$. Kago namcaz $\left(\frac{d}{1+d^2}\right) f_0^{EL-H} = f_0$, esco (cu cu exp.?)
 upozozozaz ne to, 200 $\frac{1}{T_{\pm}}$ befuzce yz yp. Brown '63 " f_0 otyzga zce.

$H_c(R)$ No considering thermal $\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_-} = f_0(1-h^2)(1-h)e^{-a(1-h)^2}$, where El-Hilo case $h^2 \ll 1$ and $h \rightarrow 0$.

Approximation El-Hilo'92: $\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_-}$ and $h^2 \ll 1$ non-zero, so for $h \rightarrow 0$ $\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_-} + \frac{1}{\tau_+}$.

i.e. $\tau_- = \tau_+$ (!) when $h=0$. T.e. when $h \ll 1$ ratio γ_{net} and τ_- and τ_+ .

Force that El-Hilo'92 assume ratio net. eq. Neel $\frac{1}{\tau} = f_0 e^{-a(1-h)^2}$, and he forgot f_0 -Brown and h -Zimm-Bragg attempt frequency.

For El-Hilo'92 $h_c(R) = 1 - \left[\frac{1}{a_m} \ln \frac{f_0^{\text{El-H}} H_k}{2a_m R} \right]^{1/2}$ and $\gamma_{\text{net}} \propto$

For Garg'95: $h_c(R) = 1 - \left[\frac{1}{a} \ln \frac{f_0 H_k}{2a^2 R} \right]^{1/2}$ - using $\frac{1}{\tau} = \text{Neel } (13/11)$.

$\frac{1}{\tau} = \Gamma = \frac{1}{\tau_-} = \left(\frac{d}{1+d^2} \right) \delta H_k \left(\frac{a}{\pi} \right)^{1/2} (1-h^2)(1-h)e^{-a(1-h)^2}$ - Γ -Brown approximation (ignoring back flow)

$$\Gamma = f_0 (1-h^2)(1-h)e^{-a(1-h)^2}$$

→ Ecm ≈ Zimm-Bragg $\Gamma = \frac{1}{\tau} = f_0 (1-h)^2 e^{-a(1-h)^2}$ and approximation El-Hilo'92 and approximation Garg'95, so $\Gamma = A e^{a+b-1} e^{-B e^b}$ and $\Rightarrow A = f_0, B = a, b = 2, a = 0$ in eq. Garg'95

Garg'95: $h_c(R) = 1 - \left[\frac{1}{a} \ln \frac{H_k f_0}{R \cdot 2a} \right]^{1/2}$, $f_0 = \left(\frac{d}{1+d^2} \right) \delta H_k \left(\frac{a}{\pi} \right)^{1/2}$ and $\frac{1}{\tau} = f_0 (1-h)^2 e^{-a(1-h)^2}$

6 approx. VC - El-Hilo'92

→ T.e. $h_c(R)$ in El-Hilo'92 depends (!) on parameter $\frac{1}{\tau} = f_0 (1-h)^2 e^{-a(1-h)^2}$ - approximation and approximation f_0 is better $f_0^{\text{El-Hilo}}$ (132" comparison). So we can $f_0 = \frac{1}{2} f_0^{\text{El-H}}$, so approximation eq. El-Hilo'92, compare $\ln \left(\frac{f_0^{\text{El-H}} H_k}{4a_m R} \right)$. Eq. El-Hilo'92 ≈ ratio Garg'95.

13/11 No $\frac{1}{\tau} = f_0 (1-h)^2 e^{-a(1-h)^2}$ and we get ratio of approximation (can pass to $\frac{1}{\tau_-}$) T.e. ratio $h^2 \ll 1$, $h \sim 1$ and $h \neq 0$ (where $\tau_- \approx \tau_+$). So we can find ratio $\frac{1}{\tau_-}$ when $a \gg 1$ and $h \approx 0.1-0.3$, T.e. when $\gamma_{\text{net}} < \tau_B$.

Now we get ratio of approximation eq. El-Hilo'92 and Garg'95 that $h_c(R) \propto \frac{1}{\tau} = f_0 (1-h)^2 e^{-a(1-h)^2}$ and γ_{net} is ratio Garg'95 $\propto \frac{1}{\tau} = f_0 (1-h^2)(1-h)e^{-a(1-h)^2}$ and γ_{net} is Chantrell'88 $\propto \frac{1}{\tau} = \text{Neel}$.

Garg'95 $h_c(R) = 1 - \left[\frac{1}{a} \ln \frac{f_0(1+h_c) H_k}{2R a^{3/2}} \right]^{1/2} \propto \frac{1}{\tau} = f_0 (1-h^2)(1-h)e^{-a(1-h)^2} = \frac{1}{\tau} = \text{Brown}$

Chantrell'88 $h_c(R) = 1 - \left[\frac{1}{a} \ln \frac{f_0 H_k}{2R a (1-h_c)} \right]^{1/2} \propto \frac{1}{\tau} = f_0 e^{-a(1-h)^2} = \text{Neel}$, so eq. $h_c(R)$ is approximation of Chantrell'88, and $\gamma_{\text{net}} = \frac{H_k}{R}, H_k = \frac{H_f}{\nu(1-h_c)}$

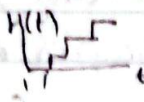
Now we can get ratio $h_c(R)$ -Chantrell'88 approximation.

Approximation: $H_f, \gamma_{\text{net}}, h_c$ -Chantrell'88 approximation $\frac{1}{\tau} = \text{Neel}$, so we can get ratio $\frac{1}{\tau} = \text{Brown}$ (two-direct flow).

$H_c(R)$ Quinceyane e Andreas: confluence, no in eq. - El-Hilo '92, nu chandrase '88 que $h_c(R)$ yume ne denozogobais b mauz $H_c(T, t_m)$ - Brown colcs.

→ yume denozogobais $H_f = H_k \left[2\alpha y_c(1-h) - \frac{1+3h}{1-h^2} \right]^{-1}$ uz

Lyberatos' JMMM 1991'99, yge out. volume $y_c = \frac{V_c}{V_m} = c\delta_v^2$, $\delta_v = 2\delta_0$ que columnar grains $V \propto D^2$.

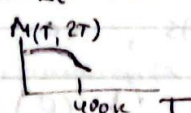
Bonjoch (u Xiaowei): SQUID meas.  at=100s, at=200s
VSM meas. at=10s(?), $\Delta H = 500$ oe

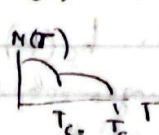
Bejmo u? Dae kaux samples Sen SQUID, que kaux VSM.

MHC:

Method $H = Rt$, finite sweep rate R - some ne toron uz za doumow Δt , yume in on meroza waiting time t_m , koropni a yumeen que $H_c(T)$ -calcs.

→ Xiaowei: SQUID-meas. $2K < T < 300$ K $\Delta H = 200$ oe, $\Delta t = 100$ s
COP/keri - $H_c(T)$ VSM-measurements $T > 150$ K $\Delta H = 500$ oe, $\Delta t \sim 10$ s } $R = \frac{\Delta H}{\Delta t}$
 ΔH u Δt - VSM ne pemeuoi, i.e. no sweep rate $R = \frac{\Delta H}{\Delta t}$ ne oreu xopmo onpogemo.

→ Hypocula goumow $M(H, T)$ - COP que $H = 2T_{em} (1T)$  , que odoobanne $T_c = 1200$ K, a ne 700 K (Banno que HAMK-appl.)

SPM Bumeu na $M(T, H=200$ oe) boumo mauo, no mag $M(T)$ nomez
Dero Gargban: 1) h.c.p. - f.c.c. transformation in $CoPt$ 
(non-mo SPM effects) 2) $CoPt_3$ - non-uniform grain structure

- $M(T)$ esob emecb $M_{1,2}(T)$ gboy qaz c chumo pagum T_c (500K u 1200K) $CoPt_3$ Co_3Pt

→ Noeuan Summary of my res. activity to Gage, Weller, McDaniel, Roy (extension?)

14/XI SW Packagiu to Visitor - J. Chapman, UK o ebau faccesax SW in saturated state and vortex state.

$H_c(R)$

ho $H_c(R)$ Khome Chant '88, El-Hilo '92, Garg '95 esob eme pabon Lyberatos '99 u Wernsdorfer - Barbara.

Wernsdorfer 'PR'97 (u wozme): $\tau(T, H) = \tau_0 \exp(E(H)/kT)$ - Neel expr.

$$E(H) = E_0 \left(1 - \frac{H}{H_0}\right)^\alpha = E_0 E^\alpha$$

$$\frac{1}{H_0} H_c(R) = 1 - \left[\frac{kT}{E_0} \ln \frac{cT}{R E^{\alpha-1}} \right]^{1/\alpha}, \quad c = \frac{kH_0}{\tau_0 \alpha E_0} \quad \text{c conuoi na Kurki-Jarvi PRB '72 u Garg '95, Barbara '94.}$$

Werns'97 $H_c(R) = 1 - \left[\frac{kT}{E_0} \ln \frac{kTH_0}{RT_0 E_0 \alpha E^{\alpha-1}} \right]^{1/\alpha} = \frac{1}{c} - \text{Neel.}$

Ho Wernsdorfer ghe conuoi na Garg '95 u Barbara '94, tam tauzo eq. har.

Escaneado con CamScanner

Второе

 $u_1(x)$

Lemington

DW in FeNi elements, in reversed repeat glimmered vortices.

S-state $\rightarrow$ reflexive в uniform, $u=0$

C-state $\rightarrow$ Vortex state w/o $H=0$ (remnant state)

→ Xiaowei: упростила посчитать такие $M(H, T)$ где CoPt-ald, колчане $D=6$ нм и $f(V)$ с разными ∂_v вплоть до $\partial_v=0.5$.

same narrow $H_c(T)$ give approx T_c ($\approx 1200K$), 2005 ybuzis
paznuvy fitted $H_c(T)$ - beuromu new- D u $K_1(0)$.

HAMR $\rightarrow$ E. Gage: (ученик с Roy, Andreas, Snali) - непервокурсник с GPT-media, где T_c - бреквен, а K , мусна на FePT-films (granular) с бие K , и мусна $T_c = 700-750K$ (!). Чрезан емы о чбоем FePT/Fe_N-calculation H₂.

→ Note: расчёт $H_c(T)$ с огнем $\frac{1}{\tau} = \lambda_1$ (3 FP equation) хопом
 $H_c(T)$ при больших временах $t \gg \frac{1}{(\lambda_2 - \lambda_1)}$, иначе $\lambda_2, \lambda_3 \dots$ того же порядка
 t и relaxation. Decay non-exponential. Due to $t \sim 1-10$ ns, $t \gg \frac{1}{(\lambda_2 - \lambda_1)}$
 на практике. Если не погнётся с членом $e^{-\lambda_1 t}$ только, то
 $\lambda_1 \sim \text{длг}$, α - успешно забывается, α также забывается
 из-за срабатывания ns-switching с non-linear thermo-activation $\frac{1}{\tau}$ -model,
 без при $t \sim 1$ ns brief gyroscopic therms барен. Условно -
 барен TA-switching барен го 1 ns баренгае забывает α ,
 которое становится "less".

Две функции $H_c(T, t_m)$, $H_c(T, R)$ будем считать асимптотическим relaxation time
 T_{int-N} Гранич. EPL 99, которое определяет $\lambda_1, \lambda_2, \dots$ - значение на асимптотическом непереходе (и. reversal).

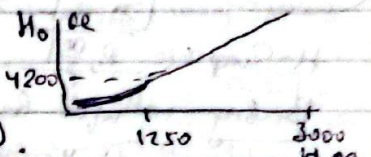
$H = 2000 \text{ Oe} \rightarrow y_m = 0.467, q = 2305 \rightarrow \frac{\omega_H}{2\pi} = 8.77 \text{ GHz}, k_y = 6.65 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$
 $H = 2250 \text{ Oe} \rightarrow y_m = 0.4708, q = 3568 \rightarrow \frac{\omega_H}{2\pi} = 9.79 \text{ GHz}, k_y = 7.42 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$
 $H = 2500 \text{ Oe} \rightarrow y_m = 0.4735, q = 5262 \rightarrow \frac{\omega_H}{2\pi} = 10.90 \text{ GHz}, k_y = 8.18 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$
 $H = 2750 \text{ Oe} \rightarrow y_m = 0.4757, q = 7476 \rightarrow \frac{\omega_H}{2\pi} = 12.01 \text{ GHz}, k_y = 8.93 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$
 $H = 3000 \text{ Oe} \rightarrow y_m = 0.4776, q = 10210 \rightarrow \frac{\omega_H}{2\pi} = 13.32 \text{ GHz}, k_y = 9.66 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$

Нужно SW mode с напряж. поля Gubbiotti 550x800x30 nm

H, Oe	2000	2250	2500	2750	3000	2750
Знач. f, GHz	7.3	7.24	7.99	9.12	9.69	7.0
→ Calc. $\frac{\omega_H}{2\pi}$, GHz	8.77	9.79	10.90	12.07	13.32	7.80
Единиц. calc. $\frac{\omega_H}{2\pi}$, GHz	8.29 (1821)	8.76 (2302)	9.19 (2764)	9.57 (3266)	9.92 (3747)	7.73 (1339)

Единиц. записки. $y_m^* = 0.45$
 и констант $q(H, y_m^*)$, то
 констант констант y_m с
 fr-exp. Gubbiotti

$y_m = 0.449 \approx 0.45$ констант. констант $H = 1250 \text{ Oe}$ (констант $20/\sqrt{2}$).
 Напряж. $H_0(H) \sim H^2$ при $H < 1250 \text{ Oe}$ и $H_0(H) \sim H$, $H \geq 1500 \text{ Oe}$
 (там $y_m = 0.45$ fixed).



Нужно Fig. - Origin SW frequencies - lowest mode - calc. + BIS exp. Gubbiotti -
 → File SW - Gubbiotti - lowest mode. opt.

17/11 Нужно констант SW-калс - Gubbiotti с comments to A. Slavin.

$H_c(R)$ → Парам $H_c(R)$ на основе H_c - Brown и fluctuation field by Lyberatos $H_s = H_k [2ay_c(1-h) - \frac{1+3h}{1-h^2}]^{-1}$, $y_c = \frac{V_c}{V_m} = e^{2z}$ при $H = H_c$.

$t_m \rightarrow t_{eff} = \frac{1}{R} H_s$. Введем $H_s' = \frac{H_k}{2ay_c(1-h)}$, которое с $\frac{1}{T}$ Neel бегет к $H_c(R)$ - чанс
 уменьшен H_s и t_{eff} by Lyberatos'99, которое уменьшено $\frac{1}{T}$ - Brown (one-dir. flow).

При 2000 Oe заменим t_m в $T_{Bz}(T, H) = t_m - eq.$, которое я уменьш. где
 парам $H_c(T)$ на $t_{eff} = \frac{1}{R} H_s$. Намебуй $Meq \neq -1$, бачебуй при бачеб. T , уменьшен.
 Там с $(1+h)e^{-a(1+h)^2}$ - back flow орнаблс констант едн $h \rightarrow 0$.

→ T.e. ме eq. $T_{Bz}(T, H) = t_m$ констант. при $h \rightarrow 0$ $\frac{1}{T} = \frac{1}{2} \sqrt{2} (1-h^2)(1-h) e^{-ay(1-h)^2}$
 Андас в констант он уменьш H_s , едн $h \rightarrow 0$ ($T < T_B$)

Пачебн констант $H_c(R)$ eq. $\frac{1}{R} H_s(h, T) = T_{Bz}(T, h)$. где
 напареблс Golt - old Sample (2-point fit 18/11/11).

$H_s = H_k [---]^{-1}$, $H_k(T) = H_k(0) m^{d-1}(T)$, $\beta = \frac{d}{(1+d^2)} \frac{H_k(0)}{f_0 \pi}$, $\alpha = \frac{T_k}{T_c} = \frac{K_1(0)V}{k_B T_c} = \frac{1}{2} \frac{H_k(0) M_0}{k_B T_c}$

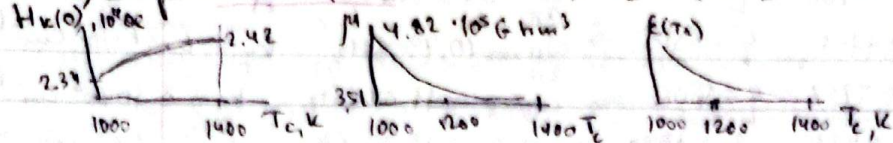
Очачебн $\alpha = 0.1$, $\beta = 25.3$ как 17/11.
 Очачебн $y_c = e^{2z} = 1$, т.е. $2z < 1$ и бачебн $t_0 = \frac{H_k(0)}{R}$ - констант непоменннн. $H_k(0) = 24.2 \text{ kOe}$ (17/11)

$t_0 = \frac{24.2 \text{ kOe}}{0.5 \text{ kOe/100s}} (VSM) \approx 484 \text{ s}$ и $t_0 (SQUID) = \frac{24.2 \text{ kOe}}{0.2 \text{ kOe/100s}} = 121 \cdot 10^2 \text{ s}$.

→ $t_{eff}(T, h) = t_0 m^{d-1}(T) [2a(1-h) - \frac{1+3h}{1-h^2}]^{-1}$ - уменьшен.

Ex. 17/2 - filling Ho(T) $\rightarrow T_c = 1220 \text{ K}$ gas $\mu = 3.81 \cdot 10^5 \text{ g cm}^3$, $H_{H_2}^0 = 24.04 \text{ kJ mol}^{-1}$
($D = 6.97 \text{ nm}$) $\mu_0 = 22.92 \text{ kJ mol}^{-1}$

1) Даны: $t_0 = 10^3 \text{ s}$, $T_c = 1200 \text{ K}$, $\mu = 3.86 \cdot 10^5 \text{ G cm}^3$, $H_K^0 = 23.98 \text{ kG}$
 $H_K(0) = 10^4 \text{ G}$, $M = 4.82 \cdot 10^5 \text{ G cm}^3$, $f(T_c)$ ($D = 7.01 \text{ nm}$)



$H_k(0)$ fitted to $H_k(\text{sat})$
 $H_k(594K)$
 unknown to values as T_c .

Для вырожденного $\frac{S_0}{T_c} \ll 1$. Вектор $H_k^0(T_c = 1208 \text{ K}) = 24,0 \text{ kOe}$. $\mu(0) = 3,84 \cdot 10^5 \text{ G cm}^3$
($D = 5,99 \text{ nm}$)

2) $t_0 = 10^2 \text{ s} \rightarrow H_0^0 = 23.97 \text{ kOe}$, $\mu = 3.54 \cdot 10^5 \text{ G cm}^3$ ($D = 6.11 \text{ nm}$) $T_c = 120 \text{ K}$

3) $t_0 = 10^4 \text{ s} \rightarrow n_0 = 24.02 \text{ l/oe}$, $\mu = 4.15 \cdot 10^5 \text{ nm}^3$ c, $T_c = 1208 \text{ K}$
($D = 1.27 \text{ nm}$)

$$t_0 = \frac{H_K(0)}{R}$$

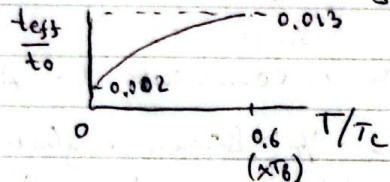
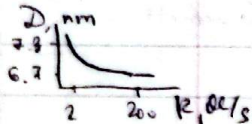
t	$t_m = 100_s$	$t_0 = 10^2_s$	$t_0 = 10^3$	$t_0 = 10^4_s$
D, nm	7.21	6.71	6.99	7.27
$R, \frac{\text{nm}}{s}$	—	240	24	2.4

H-Sweep rate

$T_c = 1208 \text{ K} \approx \mu_B(0) = 10^3 \text{ G}$
 $\mu_B(0) = 24.0 \text{ kOe}$ and
 no values or to T_c .

Вывод:

н/у броуновского field sweep rate - R fitted particle diameter
D уменьшается с 7.3 до 6.7 nm с порогом R от $2 \frac{Qe}{s}$ до $240 \frac{Qe}{s}$.
 $H_k(0)$ не меняется, T_c герман $\approx 1208 K$ (ошибка $E(T_c)$ несопоставимо с T_{ep}).
for $t = \dots = 0.013$



$t_{\text{eff}}(T)$ параметр $\in T$ в 6-7 раз,
но это число вычисл на $H_c(T, R)$.

T.e. $t_{eff}(\tau)$ $\mu_{gen.}$ $(0.002 - 0.013) \cdot 10^{2-4}$ or 0.2 to 1.3 s, $t_0 = 10^2$ s
20 to 130 s, $t_0 = 10^4$ s.

→ Fitting to $H_c(\tau)$ - exp. Coft-als one non-linear regression, Coft- $H_c(\tau)$ - Swarth.
New $H_c(\tau, R)$ uget with some cases $H_c(\tau) = 17/\sqrt{\tau}$, uget $t_m = 100s$.
Be normal que $\alpha = 0.1$ как $17/\sqrt{\tau}$. → Поместить в прог. Роль

$$H_1 (2H/dt)$$

(18/X) $H_c (du/dt)$ → (Necessity to Prog. Report)
" Int. Report JAIMM-

→ Borog (c. Andreas): (1) que long-time $\omega_{\text{regenera}} t \sim 1-100$ s, $\omega_{\text{regenera}} \sim 10^{-10}$ s⁻¹

$H_c(T, t) = f(T)$ выполняется одинаково, все равно как ее измерять
как waiting time t_m - measurements or low-sweep rate $R \sim 100 \frac{^\circ\text{C}}{\text{s}}$ measurements.
 t_m и R - погрешности даны $\approx$ одинаковую $H_c(T)$. Звучимость от damping "d"
также очень слабая.

(2) организмическое поведение и/или $t \sim 1-100$ ns (н. recording times - μ pulse),
 тогда $t_{sw} \sim \frac{1}{2}$ и логич. время $\tau \sim e^{\Delta E/kT}$ - μ_{max} , т.к. $\lambda_{2,3} \sim (3 \text{ фпз})$

Самые важные приходы к более сложному закону по сравнению
и возросло значение gyromagnetic terms in LG-eq. Значение
экспоненты (thermo-activation) switching scales (это можно считать за $\alpha \geq 1$)
но это не обязательно

M11.10 Вспомогательная функция $M(T, H=0)$ Задана в виде $\chi_{\text{Langevin}}(H/T)$
 где $\chi_{\text{Langevin}} = \text{perm. media}$. SPH effects на η - ...
 $D_m = 5-7 \text{ nm}$ и $\chi_{\text{Langevin}}(D)$ and $\chi_{\text{Langevin}}(V)$ $\chi_{\text{Langevin}} = 0-0.5$. Значит χ_{Langevin}
 и более подробно рассмотрим функцию $M(T) \propto 1/T$ no $\chi_{\text{Langevin}}(T)$ $\propto M_2(T)$.

$e^{-t/\tau} = 0(y, z)$, $y_c(t)$ - critical volume $\tau(y) = 1/y$ - χ_{Langevin} critical volume is $V_c = V_m \eta_p$
 $M_2 = 0$, i.e. $H = H_c$

Вспомогат. eq. $M_2(T, V_m)$... $f(V) = \log \text{normal distribution}$

Общая: $M_2(T) = M_c + (M_0 - M_c) e^{-t/\tau}$ $\rightarrow M_c = \int_0^\infty dy f(y) [M_c + (M_0 - M_c) e^{-t/\tau(y)}]$

(1) Если учтем $y_c(t)$, то $M_2(t) = \int_0^{y_c(t)} dy f(y) M_c + \int_{y_c(t)}^\infty dy f(y) [M_0 - M_c]$ и учтем $M_0 = 1$
 (eq. M_2) $\{M_c = -1\}$

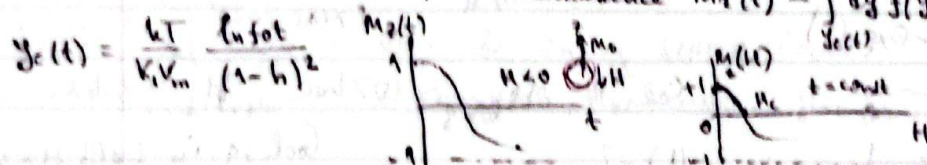
до χ_{Langevin} $M_2(t) = 2 \int_0^{y_c(t)} dy f(y) - 1$, т.е. $\int_0^\infty dy f(y) = 1$, см. 20/18, using JAP 03

(2) Если $M_2 = \int_0^{y_c} dy f(y) [M_c + (M_0 - M_c) e^{-t/\tau(y)}] + \int_{y_c}^\infty dy f(y) [M_0 + (M_0 - M_c) e^{-t/\tau(y)}] =$
 $= \int_0^{y_c} dy f(y) M_c + \int_{y_c}^\infty dy f(y) [2e^{-t/\tau(y)} - 1]$ - see χ_{Langevin} Chantrell '77.

Если же $e^{-t/\tau} = 1$ to 2-nd. order, то $M_2(t) = \int_0^{y_c} dy f(y) M_c + \int_{y_c}^\infty dy f(y) = \chi_{\text{Langevin}}$ or 20/18,

Значит не учитывая $M_c \propto -\ln(\frac{M}{M_0}) < 0$, т.е. $H < 0$. Уточнение eq. $M_0 = 1, M_c = 0$
 (учет χ_{Langevin} M_0 учт.)

Если $H = 0$, $M_c(M_0) = 0$, то remanence $M_2(t) = \int_0^{y_c(t)} dy f(y)$.



В eq. где $M_2(t)$ or 20/18 and учтем χ_{Langevin} . $\chi_{\text{Langevin}} \sim \frac{1}{(1-h)^2}$ and
 $\chi_{\text{Langevin}} \sim \frac{1}{(1+h)^2}$, no corr. reversal из $M_0 = -1$ to $M_c \propto +1$.

Уточнение eq. где $\frac{M_2(T, H, t)}{M_2(T)}$ or 20/18 $\propto \chi_{\text{Langevin}} \sim \frac{1}{(1+h)^2}$ где $\chi_{\text{Langevin}} = M(T, H) - \chi_{\text{Langevin}}$.

File "M(H, T) - Opt - granular med". Находим: $\chi = \frac{K_1(0) V_m}{kT_c}$ $\propto \frac{K_1}{T}$ $m^d(r)$, $H_c(0) \propto \frac{1}{T_c}$
 a source χ_v - uniform $f(y) = f(V/V_m)$.

Берем (Opt): $dH_c(0) = 24.0 \text{ kOe}$, $D_m = 6 \text{ nm}$ (задание) $\rightarrow \text{fot} = \frac{t}{t_0} = 10^{11}$ and 10^{12}
 χ_v - χ_{Langevin} . $T_c = 1200 \text{ K}$ χ_{Langevin} $\propto \frac{1}{T_c}$. M_2 - plots to Prog. Report.

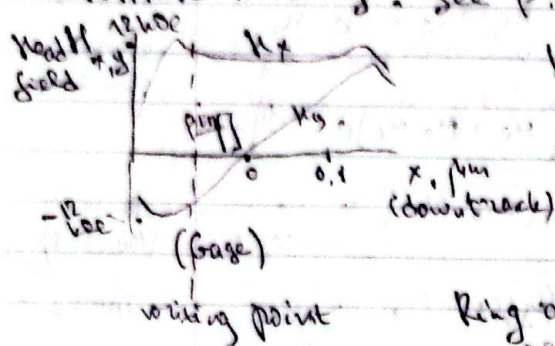
M(T, H) Note: $M(T, H=10, 20 \text{ kOe})$ plots to χ_{Langevin} and Andreas. $M_2(T, H)$ mago
 χ_{Langevin} и χ_{Langevin} , т.е. χ_{Langevin} (M_2) , $\chi_{\text{Langevin}} = 10 \text{ kOe}$. χ_{Langevin} $M_2(T) = M_2(T)$ χ_{Langevin} $(300-400 \text{ K}) = 11-9 \text{ kOe}$. χ_{Langevin} $M_2(T, H)$ $M_2(T, H)$.

FMR - Does he name FMR current in CoPt-media of Guang'an. Gaojing'a.
 CoPt $H = 0-15$ kOe, $T = 300$ K, $H_{||}$ u $H_{\perp}$ up to 1000 Oe. Also some other regions
 u min up to $H_{\perp} = 10$ kOe, and some other regions up to 1000 Oe / 1000 Oe. Min up to 1000 Oe.

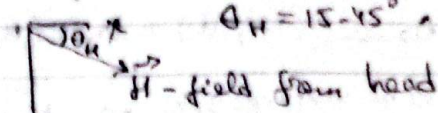
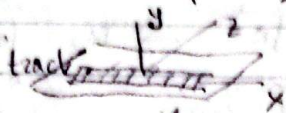
(19/11) Meeting to U. Fuchs & G. Fuchs & Grenoble position. Oxygenated M(H,T) - CoPt Xiaowei.

HAMR meeting. See P. & Ambrose. Dersted

HAMR - review



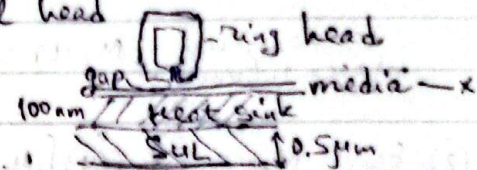
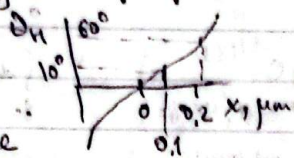
$H_{\perp} \approx 10$ kOe, $H_{||} \approx 17$ kG (Batra)



$H_{xy}(x)$ - longitudinal head

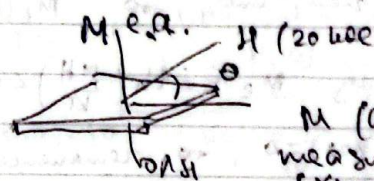
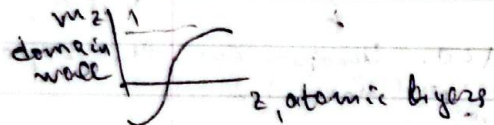
Ring and perp. heads (Kursat)

Perp. head (Kursat) coarser grain $H_y(x)$ max 10 kOe



Sanali: Reversal of Perp. grain by Ring Head

H_y $6 \times 6 \times 20$ nm³ grain



M (along e.a.) is measured after field is removed (Xiaowei)

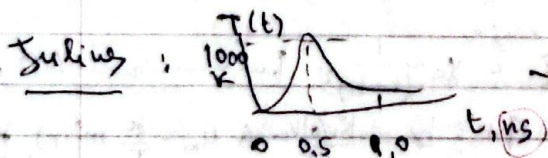


Seen. 2 $H_{||} = 10$ kOe, $H_{\perp} = 3$ kOe

Banpoch: t_{sw} , $H_{xy}(t)$ - ?

Cooling in field $H = \text{const}$? T_{green} or T_c to T_g Sinter

Oxygenated & none (Klemer) u. $H_x(t)$ increase $H_{||}$ u. $H_y(t)$ decrease $H_{\perp}$



temperature changing vs time

Xiaowei: CoPt $H_c(T)$ $\leq t_m = 100$ ns u 1 ns ($R = 10^{12} \frac{\text{Oe}}{\text{s}}$) -

non $H_{\perp}(0)$, T_c u $D_m = 6.9$ nm u Andreas: $\beta_k = 0.05$, $\beta_s = 0.185$, $\beta_p = 5^\circ$, $\beta = 0.9$

Xosun T_p (trans) $\rightarrow T_g$ (write, Kwrite). Nonagena $H_c(T)$ - Andreas - cfm: 100 ns

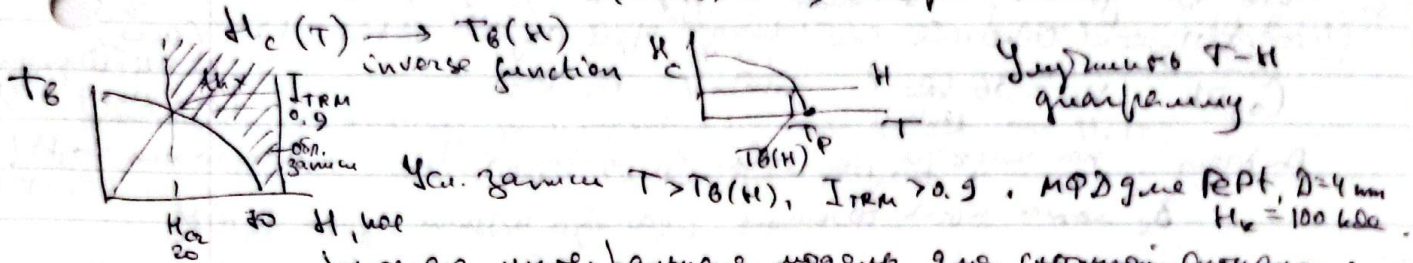
CoPt - $M(T, H = 20$ kOe) peaks nageer $\approx 45\%$ up to $T = 500-600$ K.

Nonagena 5% na γ -background $\rightarrow$ gaer $M(600\text{K})/M_s = 0.95$ (!)

Xosun up to 1000 Oe u $\gamma(w, T)$ give up to 1000 Oe $H_c(T)$, M_2 (H, θ_H). $H_{\text{reversal}}(\theta_H)$ is min up to $\theta_H \approx 45^\circ$

Whereas was 6 Star-W model.

→ Lyberatos: $\Phi(H)$  $t_s \approx 35$ ns $I_{TRM} = \tanh\left(\frac{M(T_0)H(T_0)}{kT_0}\right)$ - Neel 1955
 $T(T > T_0) \ll t_s \rightarrow$ equilibrium

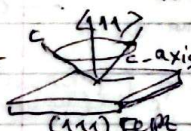


Hyperfine interactions no longer are common anymore:
 heating, cooling, field sweep/removal rate etc. no longer possible
 irreversibility changes direction of, ($\pm$) magnetization. Thus, no longer in progress.

Dorotthea: $\text{Co}_2\text{B}_2\text{Te}_5$ - phase (cryst.-amorphous) change recording
 On our. devices, we measure reflectivity up to 100 nm. $\mu_0 H_K \approx 20$ kOe
 Passes. as diagnostic tool for HAMR or even as new storage's product.

Karns: AFM/MFM que CoPt media, $H_K T_c = 1200$ K
 Dominant CoPt is - 9 nm. Unprop. o. sum. - mag. cor. CoPt grains(?).

B. Lu: $\text{CoPt} + 0.2\% \text{O}_2 + 0\% \text{WO}_3$ - $H_K > 20$ kOe, grain size ~ 7.5 nm
 $\text{CoPt} + 0.4\% + 15\% \text{WO}_3$ - $H_K \approx 20$ kOe (volume)

FePt  - can be entry HAMR level. Longitud. writing, but perpend. reading.
 T_c - magnetic, H_K becomes. Not enough as reference on FePt.

Kubota: FePt - matrix nanocomposite approach
 FePt/Ag , in MLs (Suzuki, Sellinger),

Unusual FePt granular films + porous granular.

Koppey Kim: FePt films update 20 nm RhFe/Co/10 nm FePt
 FePt/X - granular MLs $\rightarrow$ 30 nm granular

Svedberg: FePt - patterned media - opt. electro deposition, nanoimprint lithography
 (NIST collaborators) Monolayer Fe u Pt nanogranular (w/ Al_2O_3)
 Egelhoff's group

→ Dieter: T_c - CoPt was corrected to 1200 K, $H_c(T)$ - explained
 vsm $M_s(H, T)$ was corrected (background error)

Used T_p u $T_0(H)$ from Andreas. Enhanced HAMR - media -
 high H_K - FePt - granular oxide media, $T_H \approx T_c$. Hexagonal of Co_3Pt to FePt.

TB/psi target: $D_m = 5 \text{ nm grains}$ $\frac{AD}{D} \leq 10\%$ Columnar FePt media.

Composite media: new-FePt on top of FePt or GdO₂ (Oleg, Tom)
no need read you need to heat top FePt (micro)

new: Buehler composite media no yfubue of grains

to prevent coherent switching, use aspect ratio 4:1 (Oleg)

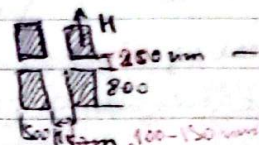
Co₃Pt - $H_k = 36 \text{ kOe}$? $5 \cdot 10^7 = H_k - C_{50} P_{50}$

na uli-ID program (one version 2-?)

Andreas: non-uniform switching requires TB u. non-uniform Co₃Pt?

δ_v non-uniform switching, no 2nd yfubue y-za $T_B \approx T_C$ $\sigma_{T_C} = 120 \text{ K}$

20/XI Anglin: non-uniform grain none characteristics
SW-Gubb: uniform array of $550 \times 800 \text{ nm}$ rect. dots.



Grain $M(T, H=10 \text{ kOe})$ - CoPt give Xiaowei, uniform
Zhang & $M_z(T, H, t)$ - eq., cu. 18/XI. Reaction, non-bipolar (Zhang & H).
Trans. info or Laurie, no non-symmetry because y-za.

T_C - Performance & mechanism (e-mails) no T_C CoPt. Harmonic comments no T_C Weller's
- CoPt

21/XI HAMR - bi-weekly meeting. Of course to Andreas, a note u. to Dieter
again about fitting $H_c(t)$ - CoPt to find $H_c(0)$, $p(0)$ u. T_C u. acc. Approval

→ Dieter u. Andreas have a Andreas parameter
every reversal mode & parameter T : H_c uniform non-uniform

for generation. yfubue $H_c(t)$

& non-uniform. Change too many cases

non-uniform thickness $t = 5-50 \text{ nm}$ & $D_m \approx 6-7 \text{ nm}$.

→ (generate no HAMR meeting going no $H_c(t)$ u. FePt/FeRh.

Article JMMM'92: $M(H, t)$ & exp. more non-unif. situation & $H > H_c$

$$M(H, t) = - \int_0^{y_c(0, t)} dy f(y) L(t, y) - \int_{y_c(0, t)}^{y_c(H, t)} dy f(y) + \int_{y_c(H, t)}^{\infty} dy f(y), \quad b = M_s V_m H / kT.$$

$y_c(0, t)$ $y_c(H, t)$ $y_c(H, t)$
 layer SPM regions layer FM regions, antiferro. barrier regions layer blocked, regions c full positive saturation

$y = V/V_m$

$$y_c(H, t) = \frac{kT}{K V_m} \frac{\ln f_0 t}{(1 - H/H_k)^2} \text{ give Neel's model } \tau = \tau_0 e^{E_b/kT}$$

$e^{-t/\tau(y)} = \theta(y - y_c) - y$ where τ y_c non-uniform cross-section.

$$y_c(0, t) = \frac{1}{a_m} \ln f_0 t < y_c(H, t) = \frac{1}{a_m} \frac{\ln f_0 t}{(1 - h)^2} \text{ Non-uniform } t=t_0 \text{ u. non-uniform SPM barrier regions}$$

$$M(H, t) = \frac{M_z(T, H, t)}{M_s(T)} = - \int_{y_c(0, t) \rightarrow 0}^{y_c(H, t)} dy f(y) + \int_{y_c(H, t)}^{\infty} dy f(y) \text{ eq. (Chantrell JAP'02)}$$

Escaneado con CamScanner

$$y_m = \frac{v_m}{v_{im}} = 1 \quad y_c(H, t) = \frac{kT}{K_1 v_m} \ln \frac{fot}{(1-h)^2} = 1 \rightarrow h_c(T) = 1 - \left(\frac{1}{a_m} \ln fot \right)^{1/2}$$

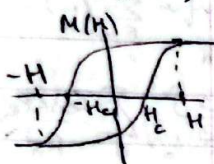
Duexysene c Andreas of yuyzenne Int. Report on H₂(T).
Hannan Sec. a test (T) u H₂(T) give Report.

$M(H,T)$ - single volume approximation.

$$M_z(t) = M_e + (M_0 - M_e)e^{-t/\tau}, \quad M_0 = M(H)_{\text{всх.}}, \text{ вычислен "H" и см. } M_z(-K_f)$$

$$M(-H) = -M(H) \quad \text{— by symmetry} \Rightarrow -M = M_e + (M_0 - M_e)e^{-t/\tau}, \quad M_e = -\tanh(\beta H) \leq 0$$

$$-M(1 + e^{t/\tau}) = M_e(1 - e^{-t/\tau}), \quad M(H) = M_e(H) \tanh\left(\frac{t}{2\tau}\right), \quad \tau(H) = \text{gozmen}$$



$$M(H, T, t) = M_e(H/T) \tanh \left[\frac{t}{2\tau(H, T)} \right], \quad \frac{1}{\tau} = f_0 e^{-E_0(1-h)^2} \quad \text{and } \frac{1}{\tau} \sim \text{Brown.}$$

gr - e unuor source upu $H > H_c$ и $t > \tau$. проверить.

(24/XI) Hansen is comparing revised version of $H_c(T)$ - Internal report.
Hansen is comparing proposed $H_c(T)$ - Internal report.

Handwritten: Handwritten a comparison progress report. Same course.

То MSD и APS въ еще разманот мнгу содеи. о мнгу омаге.

(25/21) Muscina Weller's, Chantrell's, Watson, Tamaru, Novosad's. Ref. JAP-Bertotti.

Ans: 1) no mass H_d - static b vect. array of vect. dots
2) no mass H_{az} b $\uparrow M, H$ N_i, P_i dots no lvs $w^2 = w_H^2 (w_H + w_{MF})$ - eq

→ Paperezan (slides & fig.) J. Miltat "Magnetization dynamics", A. Thierville "Micromagnetism" & thesis B. Albuquerque "Magn. precession in confined geometry"

26/XI Аналізував можливі applications no Phys. Today. - Oct., Nov. 2003 -
- червоно го 1/XII u bez mnen referee nochno nerovo. Mus. o'zgor.


 Due to a dot γ and a quadrupole γ (in a circle) $\frac{1}{8} \omega_n = H + H_d^{nn} - 2\pi M_s \lambda_n$, $\lambda_n \approx -f(\alpha_n \beta)$
 we get $(d\vec{s}' \cdot \vec{s}) g(\vec{s}' \cdot \vec{s}) \mu_n(\vec{p}) = \lambda_n \mu_n(\vec{p})$, $(3 - \lambda_n) \cos \mu_n(\vec{p}) \approx J_0(\alpha_n \rho)$, $J_0(\alpha_n) = 0$ [Ch. 9-11/I]

Андрей Омеляс, 250 гектаров было $\omega^2 = \omega_H (\omega_H + \omega_M F(x)) - \text{всего}$

Решение ур. Лапласа $\text{div}(\mu(w)\nabla\psi)=0$ и галс $k_z^2 = -\mu k_{||}^2$ и $w(k)$ - закон тороно вуга.

Для зонного гуска нижние моды имеют $k_z = 0$, т.е. $\omega^2 = \omega_H(\omega_H + \omega_m)$ — угл. Уайера.

→ Sparks PRB 90 (3831): given eq. $\begin{cases} \omega^2 = H_i (H_i + 2\omega_d) \\ \omega = H_i + \omega_d \end{cases} \approx \text{эквивалентно,}$

The second equation is the circular-precession approximation to the first ($H_i \approx H - 4\pi M_i N_i + \dots$ - baryop. none), ω_d - grav. recess.

Ано, то тоу гласе. Соотвѣтствующе извлеченно и пр. $\frac{\omega_d}{H_i} \ll 1$ и том. $\left(\frac{\omega_d}{H_i}\right)^2$

Ответ: эквивалентно ли условие $k_z = 0$ излучением, или же оно имеет ин. симметрию Π и σ ?

SW-Test dots Memmocar. gun. none (static) Ka n - gase B array
(7/XI 02)

SW Data deux nanopores $d_y = 100-130 \text{ nm}$, $\mu M_L = 9.5 \text{ kOe}$, $H_d^x(\text{int}) = 13.6-20.4 \text{ Oe}$
 rect. - c/fabricsation nano. File .. Rectan-lat-Hip.mcd

$$\cos 2\varphi_{\text{en}} = \cos 2\varphi_R - \sin 2\varphi_R = \frac{x_n^2 - y_n^2}{R_n^2} = \frac{n_1^2 T_x^2 - n_2^2 T_y^2}{(\sqrt{n_1^2 T_x^2 + n_2^2 T_y^2})^2} = \frac{n_1^2 - n_2^2 / \zeta^2}{n_1^2 + n_2^2 / \zeta^2}$$

Induced $\frac{K_u(\zeta)}{M_s^2} = \frac{3}{2} \frac{V_d}{T_x^3} \sum_{n_1, n_2} \frac{1}{(n_1^2 + n_2^2 / \zeta^2)^{3/2}} \frac{n_1^2 - n_2^2 / \zeta^2}{n_1^2 + n_2^2 / \zeta^2}, \zeta = \frac{T_x}{T_y} \Rightarrow \begin{cases} K_u(\zeta) = (6.05 - 4.96) 10^4 \text{ erg/cc} \\ H_A(\zeta) = 160.0 - 131.1 \text{ Oe} \end{cases}$
 que $d_y = 100-130 \text{ nm}$, $K_u(\zeta) < 0 - \text{OHH } \varphi_n = \pi/2$.

Barlog: que rectan. dot Array Gubbotti $H_d^x(\text{int})$ mais, a bar aniso-
 sponna induced m. coupling beuma $H_A(\zeta) = 130-160 \text{ Oe}$
 $H_d^x(\text{int})$ goabmeesse b $\omega(H)$ -eq. u bueumary uero u ero rase etaw. g. m. n. 3,
 a $H_A(\text{int})$ goabmeesse b ogni u3 cadox $\omega(H)$ u g. n. m. g. n. uero.

27/XI $\omega^2(H) = [H + H_d(\text{int}) + \dots][H + H_d(\text{int}) \pm H_A + \dots]$

$H_c(T)$ bueum T_c
 Relaxation, reversal u $H_c(T)$ u/m uercoypanemur $|M|$ ($|M| \leq M_s$)

(Cur. 8-9/XI). Napremep $(b = 2 \frac{\chi_{||}}{\chi_{\perp}})$ curbro zalucur os T , $T \rightarrow T_c - 0$.

Napremep T_b u/m $b > 0$: $\Delta E(0)[1 - \frac{b}{2}] = kT \ln f_0$, $\Delta E(0) = K_1 V$ -
 - equabebemo u/m $b \approx 1$, $T \rightarrow T_c$, $T_b(b=0) \leq T_c$, t.e. u/m fast switching (small "t") u/m
 $\chi_{||}(T)$ pacer cu. "susceptibility-T. mod", $\chi_{\perp}(T) = \frac{M_c}{H_k}$ (Large $\Delta E(0)$).

ab. anep. $f(\vec{n}) = -\vec{n} \cdot \vec{h} + \frac{1}{2}(n_x^2 + n_y^2) + \frac{1}{4a}(n_z^2 - 1)^2$, $F(\vec{n}) = 2K_1 V f(\vec{n})$, $\vec{h} = (h_x, 0, h_z)$

$n_y = 0$ - cu. u ugero $h_x = 0$; $f(\vec{n}) = -n_z h_z + \frac{1}{2} n_x^2 + \frac{1}{4a}(n_z^2 - 1)^2$, $n^2 = n_x^2 + n_z^2$

Excep- $\frac{\partial f}{\partial n_z} = -h_z + \frac{1}{2a}(n_z^2 - 1)2n_z = 0$, $\frac{\partial f}{\partial n_x} = n_x + \frac{1}{2a}(n_z^2 - 1)2n_x = 0$
 ugero:

1) $n_x = 0$, $-ah_z + (n_z^2 - 1)n_z = 0$ - bugumo coorber, min $f(\vec{n})$

2) $n_x \neq 0$, $\frac{1}{a}(n_z^2 - 1) + 1 = 0$, $n_z = -h_z$, coorber. max $f(\vec{n})$ u/m saddle point
 $(n_x^s)^2 + (n_z^s)^2 - 1 + a = 0$, $(n_x^s)^2 = 1 - a - h_z^2$, $n_z^s = -h_z$, so u/m $a + h_z^2 \leq 1$

Esco peneme $\hat{n}_z^2 - \hat{n}_z - ah_z = 0$, $\hat{n}_z(h_z)$ rapoz q. kappano.

Min $f(\vec{n})$ b torue $\vec{n} = (\hat{n}_x, \hat{n}_z) = (0, \hat{n}_z)$

Min $f(\vec{n}) = -\hat{n}_z h_z + \frac{1}{4a}(\hat{n}_z^2 - 1)^2$, Saddle $f(\vec{n}^s) = h_z^2 + \frac{1}{2}(1 - a - h_z^2) + \frac{1}{4a}a^2 = \frac{1}{2} - \frac{a}{4} + \frac{1}{2}h_z^2$

In. Naprem $\Delta f = \text{Saddle } f(\vec{n}^s) - \text{Min } f(\vec{n}) = \frac{1}{2} - \frac{a}{4} + \frac{1}{2}h_z^2 + \hat{n}_z h_z - \frac{1}{4a}(\hat{n}_z^2 - 1)^2$

u/m $a \rightarrow 0$ $\Delta f(h_z) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2}h_z^2 + (\pm 1)h_z = \frac{1}{2}(1 \pm h_z)^2$ - Depmo, $\hat{n}_z(a=0) = \pm 1$

$\Delta f(h_z) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2}h_z^2 - \frac{a}{4} + \hat{n}_z h_z - \frac{1}{4a}(\hat{n}_z^2 - 1)^2$

u/m $ah_z \ll 1$ $\hat{n}_z^2 - \hat{n}_z - ah_z = 0$ gaeo $\hat{n}_z(h_z) = \pm 1 + \frac{1}{2}ah_z$

$\Delta f(h_z) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2}h_z^2 - \frac{a}{4} + h_z(\pm 1 + \frac{1}{2}ah_z) - \frac{1}{4a}a^2 h_z^2 = \frac{1}{2}(1 \pm h_z)^2 - \frac{a}{4} + \frac{1}{4}ah_z^2$

In. Naprem: $\Delta f(h_z) = \frac{1}{2}(1 \pm h_z)^2 - \frac{1}{4}a(1 - h_z^2)$, max $|h_z| \leq h_{ec} = \sqrt{1-a}$, $(1-h_z^2) > 0$

$$\Delta E = 2K_1 V \left[\frac{1}{2} (1+h_z)^2 - \frac{1}{4} a (1-h_z^2) \right] = |a \rightarrow b| = K_1 V \left[(1+h_z)^2 - \frac{1}{2} (1-h_z^2) \right]$$

$$A.N. E = \tau_0 \exp[2a f(h_z)], \quad a = \frac{K_1 V}{kT} \text{ energy}, \quad b = 2 \frac{J_{11}}{J_1}$$

$$2a f(h_z) = \frac{1}{a} \ln(fot) \sim \text{yfl-e na } H_c(T). \quad (1-h_z)^2 - \frac{1}{2} b (1-h_z^2) = \frac{kT}{K_1 V} \ln(fot)$$

$$\text{Решим } (1-h)^2 - \frac{1}{2} b (1-h^2) = \frac{1}{a} \ln(fot) \quad \text{или } b h_z = b h \ll 1, \text{ но } b \leq 1.$$

$$(1-h)^2 + \frac{b}{2} h^2 = \frac{1}{a} \ln(fot) + \frac{b}{2} = c, \quad h = 1 - c^{1/2} + \frac{b}{4} \frac{1}{c^{1/2}} (1 - c^{1/2})^2$$

$$\text{Итак } h = 1 - c^{1/2}, \text{ и пренебрежим } b h^2 \ll 1 \text{ методом.}$$

$$h_c(T) = 1 - \left[\frac{1}{a(T)} \ln(fot) + \frac{1}{2} b(T) \right]^{1/2}, \quad b(T) = 2 \frac{J_{11}(T)}{J_1(T)} \text{ параметр } c T,$$

Вывод: Будем, что брэгг longitudinal fluctuations (J_{11}) в $h_c(T)$ параметр $c T$, H_k и брэгг give fast switching, range $\ln(fot) \sim 1$.

Ного чегури, тоод $h_c \leq h_{zc} = \sqrt{1-b}$ (к/м. ноне дз терм. прысцягнун - мекеманне SW-асфенгу).

Note: $E_{exch}(\text{non-uniform}) = A(\nabla M)^2 \sim M_s^2(T)$ и нэтрэны наравно

дз брэгга как и $E_A \sim M_s^2$. Тонга как $E_{exch}(\text{uniform}) \sim M_s^4(T)$ ропазго нэбне $E_A(M)$ или $T \rightarrow T_c = 0$.

но чегури $b(T)$ рефлз $J_{11}(T)$ и нэччэпэро, рге $b(T)$ -нэпэбна брэгга.

SWR $\uparrow$ $\rightarrow 29-30/XI$ Будем дзбд. Камчан draft - paper no SW R в REVI, M: circular dots. интервью w(h) vs w^2 = w_h(a h + w_h b) прм. уаи? $\vec{H} \uparrow \vec{M}_0$

$1/J_{11}$ нефемка но нэбны ICM'03 sw paper и Copt-H_c(T) - meeting. Параметр $b(T) = 2 J_{11}/J_1$, см. 8/IX.

$H_c(T)$ μ_0 - нэччэ нэбны аром, v_0 - эфем на нэччэ аром (unit-cell volume)

$$J_{11}(T) = \left(\frac{J_0^2}{v_0 J_0} \right) \bar{J}_{11}(T), \quad \bar{J}_{11} \text{ in reduced units, } J_{11} \text{ in absolute units (G/oe)}$$

$$J_1(T) = M_e/H_k = \frac{M_s(T)}{H_k(T)} = \frac{M_s(0)}{H_k(0)} \text{ где брэгг } T, \text{ т.к. } K_1(\text{m}) \sim m^2(T)$$

$$\text{Корр. } J_0 = (J_0^2/v_0 J_0) \sim 10^{-3} - 10^{-4} \text{ забучт от конкретного нэччэ нэбны.}$$

$$b(T) = 2 J_0 \left(\frac{H_k(0)}{M_s(0)} \right) \bar{J}_{11}(T), \quad \bar{J}_{11}(T) = \frac{(3T_c/T) \cdot B'(z)}{1 - (3T_c/T) B'(z)}, \quad z = \frac{J_0 m(T)}{T}, \text{ см. 8/IX}$$

$$\text{Дз } \text{CoPt} \quad H_k(0)/M_s(0) \approx 20, \text{ для } \text{FePt} \quad H_k(0)/M_s(0) \approx 35-40.$$

$$\text{Морено брэгга } B(z) - \text{langen's func. усноуговат } B(a, z) \subset a = \frac{K_1(T) V}{kT}$$

$$\text{Сравн. } T - \text{ забучт } \frac{1}{a(T)} = \frac{kT}{K_1(T) V} \subset b(T) \sim J_{11}(T) \sim \frac{1}{(T_c - T)} \cdot a(T) \sim \frac{1}{M_s^2(T) (T_c - T)}$$

$$M_s = \frac{J_0}{v_0} m, \quad K_1 V = \frac{1}{2} H_k(0) V \frac{J_0}{v_0} m^2(T), \quad \frac{1}{a} = \frac{kT}{K_1 V} = \frac{T}{T_c} \frac{kT_c}{\frac{1}{2} H_k(0) V \frac{J_0}{v_0} m^2}$$

$$kT_c = \frac{1}{3} J_0, \quad \frac{1}{a} = \left(\frac{T}{T_c} \right) \frac{2}{3} \frac{J_0}{H_k(0) V m^2 \frac{J_0}{v_0}} = \frac{2}{3} \left(\frac{T}{T_c} \right) \frac{1}{m^2(T) V} \frac{v_0}{J_0}$$

$$\text{Габмбелн } \left(\frac{1}{a(T)} = \frac{2}{3} \left(\frac{T}{T_c} \right) \frac{1}{m^2(T) V} \frac{v_0}{J_0} \right) \subset b(T) = 2 \left(\frac{J_0}{J_1} \right) \bar{J}_{11}(T), \quad V - \text{эфем наравно.}$$

$$\text{Брэгга } T_c, \quad T_c - T = \epsilon \ll 1, \quad m^2(T) = \frac{5}{3} \epsilon, \quad \bar{J}_{11}(T) = 1/(2\epsilon) \text{ и}$$

$$a'(T) = \frac{2}{3} \left(\frac{T}{T_c} \right) \frac{1}{\frac{5}{3} \epsilon} \frac{v_0}{V} \left(\frac{J_1}{J_0} \right), \quad b(T) = 2 \left(\frac{J_0}{J_1} \right) \frac{1}{2\epsilon}$$

Escaneado con CamScanner

SW Обсуждения со Габриэлем и Редом APL-SWR paper и со Габриэлем SW-ред. Габриэли-
говорил сам H₂ (int).

4/XII Vorgehensweise SWR-APL paper.

$\lambda(T) \rightarrow$ Beraga + Julius (впрямую $K_1(T)$, $M_s(T)$ гнр. амплитуда ^{6.3.2014.10.01} pump-probe ^{young. not}
 Pump-T-excited FMR $T(t) \rightarrow K_1(t), M_s(t)$. Dan egy copy paper JAP'03 ^{like 6.3.2014.10.01} ^{non-unif}
 probe = observation Kopytso Allen-Allen model of $K_1(m)$ u heavy ^(Gus-liberats)
 model $K_1(T)$ - FePt, CoPt-L10, $\text{size } K_1(m) \sim m^2$. Grayer egy:

- 1) MC is not adequate for time-dependent magnetization reversal, i.e. in the presence of eq. of motion LLG, a MC gives min $E(\vec{n})$ to the system. Also, Landau-Lifshitz dynamics use FP eq. in large LLG.
- 2) $K_1(t)$ & CoPt under exch. origin, i.e. values of $\vec{M}_i \cdot \vec{M}_j$ - configuration space is too small to describe any $\vec{M}_i \parallel \vec{M}_j$ or $\vec{M}_i \perp \vec{M}_j$ states.
- 3) $K_1(t) = K_1(0) \cdot m^2(t)$ for $T > 300$ K, observe only $K_1(0)$ is been measured. $H_c(t)$ of CoPt-O media.
- 4) One non-uniform (localized) m. reversal in elongated grains. Cyl. uniax. anisotropy, starting from thermal, i.e. zero field.

HAMR

Cooling from T_c in mag. field

→ Becega & Andreas o Int. Report $H_c(T)$ u ero recent calcs:

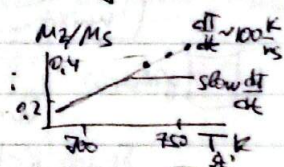
- зависимость $M_2 = M_2$ remaining и μ cooling со скоростью

$\frac{dT}{dt} \sim 100 \frac{K}{s}$ @ mag. field $H \sim 5-10$ kOe, T_a - starting T just cooling

M_2 (гор.) $\propto M_2$ растет с T_{st} , т.к. это больше времени где $dM = (\mu \times H) dt$

relaxation к равновесию до того как $\vec{M}$ замерзнет при T_0

Сказан выше (и написан в п.п. 1-5) про точность МФА - и интерпретации букв.



M-reversal

$\uparrow$ ③ H. Forster JMMM 2003: elastic band "calcs of reversal modes"
 fixed, μ quantum box μ K_1 "saturation $H_{sw}(L)$, max $H_{sw}(L)$ -ker
 comes upon reversal $H_{sw}(L)$  $D=13\text{ nm}$, $L=$

Non-uniform

reversal

$$C(M) \neq \text{const}$$

Non-uniform reversed - elongated vacuum ($\sim 9/\sqrt{x}$).
 DW - head-to-head, i.e. $M=0$.
 DW - tail-to-tail, i.e. $M \neq 0$.
 DW - head-to-head, i.e. $M=0$.
 DW - tail-to-tail, i.e. $M \neq 0$.

* ④ U. Nawak' PRL' 2000: MC-time step quantification - in terms LD:

Уточн. Langevin dynamic для перебора MC steps в равнов. время в присут. сужае one uniaxial single-domain α -сферы вблизи α -м. E . MC-сбл. даёт $\rho_{\text{равн.}}$ и reverse time только при $\lambda \geq 1$, но не наоборот.

5/11/11 Wenzel e-mail offer of ANL. Reprogrammed & overwrote dir "My documents" - Sent to me as per 5/11/11 OIR. & phone sup. "My Pictures", "My eBooks" & "Text files".

→ Singularity : Overrun : $H_c(T)$ - per zeroth CPT, RPT paper, new IMT const reversal, non-uniform reversal C. cur. giving, BMR dots, cypermethrin MC u LD

1. (15) $H_0(t)$ - non-uniform HD initial $H_0(t) = 1$, $2R = D$, $2R = D$ [9] $\frac{1}{L}$
L. Berger IEEE TM 1991. $H_0(t) = 1$, $2R = D$, $2R = D$ [9] $\frac{1}{L}$
Non-uniform $H_0(t) = 1$, $2R = D$, $2R = D$ [9] $\frac{1}{L}$
A.P. Monod, P.T. Lee. Ref. [9] & DW-energy B. Turg. $H_0(t) = 1$, $2R = D$, $2R = D$ [9] $\frac{1}{L}$
y. $H_0(t) = 1$, $2R = D$, $2R = D$ [9] $\frac{1}{L}$
1. $H_0(t) = 1$, $2R = D$, $2R = D$ [9] $\frac{1}{L}$

(16) $H_0(t) = 1$, $2R = D$, $2R = D$ [9] $\frac{1}{L}$
O. $H_0(t) = 1$, $2R = D$, $2R = D$ [9] $\frac{1}{L}$

9/11 $H_0(t) = 1$, $2R = D$, $2R = D$ [9] $\frac{1}{L}$
 $H_0(t) = 1$, $2R = D$, $2R = D$ [9] $\frac{1}{L}$

10/11 $H_0(t) = 1$, $2R = D$, $2R = D$ [9] $\frac{1}{L}$
O. $H_0(t) = 1$, $2R = D$, $2R = D$ [9] $\frac{1}{L}$

1. (17) Y. Ishikawa, JAP'91: $H_0(t) = 1$, $2R = D$, $2R = D$ [9] $\frac{1}{L}$
re $H_0(t) = 1$, $2R = D$, $2R = D$ [9] $\frac{1}{L}$
y. $H_0(t) = 1$, $2R = D$, $2R = D$ [9] $\frac{1}{L}$
re $H_0(t) = 1$, $2R = D$, $2R = D$ [9] $\frac{1}{L}$
y. $H_0(t) = 1$, $2R = D$, $2R = D$ [9] $\frac{1}{L}$
y. $H_0(t) = 1$, $2R = D$, $2R = D$ [9] $\frac{1}{L}$

1. (18) A. Aharoni, JMMN'99: $H_0(t) = 1$, $2R = D$, $2R = D$ [9] $\frac{1}{L}$
B. $H_0(t) = 1$, $2R = D$, $2R = D$ [9] $\frac{1}{L}$

1. (19) S. Wirth et al. JAP'99: $H_0(t) = 1$, $2R = D$, $2R = D$ [9] $\frac{1}{L}$
 $H_0(t) = 1$, $2R = D$, $2R = D$ [9] $\frac{1}{L}$
 $H_0(t) = 1$, $2R = D$, $2R = D$ [9] $\frac{1}{L}$
C. S. Wirth et al. PRB 57, R14028 (1998).

1. (20) A. Khafikov, JAP'01: $H_0(t) = 1$, $2R = D$, $2R = D$ [9] $\frac{1}{L}$
Localized $H_0(t) = 1$, $2R = D$, $2R = D$ [9] $\frac{1}{L}$
O. $H_0(t) = 1$, $2R = D$, $2R = D$ [9] $\frac{1}{L}$
D. $H_0(t) = 1$, $2R = D$, $2R = D$ [9] $\frac{1}{L}$

1. (21) X. Wang et al. IEEE TM subn. 03: $H_0(t) = 1$, $2R = D$, $2R = D$ [9] $\frac{1}{L}$
Localized $H_0(t) = 1$, $2R = D$, $2R = D$ [9] $\frac{1}{L}$
O. $H_0(t) = 1$, $2R = D$, $2R = D$ [9] $\frac{1}{L}$
O. $H_0(t) = 1$, $2R = D$, $2R = D$ [9] $\frac{1}{L}$

(11/XII) $M(H)$ - meeting (modeling + theory) $H_c(T, t)$ meeting

(1) H. Zhou, Comparison T-decay with MOKKE - M(H) loops
Local field app., mean field gives m. interactions $\rightarrow m(t) = \text{erf}(x_c) - \text{noise}$
 $x_c \sim \ln(\ln f_0 t)$, CoPE-M12... JB sample. H_{c1} & H_{c2} - fitting parameters

(2) Rene "Characterization of samples by MOKKE $M(H)$ "

Hang: $E_B = \frac{KV}{M} [1 + h_a - h_{int} m]^2$, $h_{int} = \frac{4\pi N M_s}{H_k} - N_{eff} H_k$

Eq - Sharrrock for $H_c(T, t)$ & Eq. for $\chi(H=H_c)$

$\left(\frac{dm}{dh}\right)^{-1} = h_{int} + \sqrt{\dots}$ $\frac{KV}{M} \left| \dots \right| H_k - ?$

Hysteresis independent $\chi(w)$, $H_c(R)$ give same magnetic fitting.
No T-dependence included.

$x_c = \frac{\ln(\ln f_0 t / E_B)}{\sqrt{2 \ln(1 + \beta^2)}} - \text{Hang.}$

(3) Andreas: coherent switching within grains

log-normal distribution gives V , Gauss gives K_1, θ_n
 $P(\theta) \sim \sin \theta e^{-\frac{1}{2} \frac{\sin^2 \theta}{\theta^2}} \rightarrow K_p = \int_0^{\pi/2} d\theta P(\theta) [\sin^{4/3} \theta + \cos^{4/3} \theta]^{-3/2}$

(4) Roy: Koehler model $\rightarrow$ hybrid magnetost. field calculation, real grain shapes (no cubes).

(5) Oleg: LD gives $\ln f_0 t \sim K_{eff} \sim L/D \sim H_{sw} \sim f(L, D)$

$K_1(T)$ - exch. model for $K_{eff} \rightarrow$ A values or direction of f.c.t. axes
 $A_{001} \approx 0.4$ & $A_{100} \approx 1.2 \cdot 10^{-6} \text{ erg/cm}$, (exch. stiffness)

(6) Asselin: Collaborat. with Victora $P(t) = 1 - e^{-t/\tau}$ probability of switching
 $M(H, dH/dt)$ JAP' 2001 - Victora.

Bi-phasic switching barriers go 1 ns. Her $K_1(T), T_c$.
Max $\Delta E / kT \sim 4$.

Assign. To me - Reversible contribution, (LD) - indicative or correlated reversal?
coh/incoherent reversal gives $\ln f_0 t$ (Xiaowei)

Discussing a Roy concept on RSM - Theory & con. moments from Sonali.

(12/XII) Sonali presentation. T: Dec 12. Atomistic Monte-Carlo u LD-
 Reversal mechanism in HAMR: atomistic modeling approach μ -reversal

Reversal volume is determined by $L_{dr} = \pi \sqrt{A/K}$, (?) $\rightarrow$ What is L_{dr} FePt? (Boys ~ 2 nm)

$\rightarrow$ What are J, K in $\hat{H} = -J \sum \vec{S}_i \vec{S}_j - K S_z^2 - h S_z + \text{dip.}$?

J, K are exchange or anisotropy. $\rightarrow$ Fe J_{ij} is 2 K -single-ion? (200 meV FePt, GFT)

$|\vec{S}|$ is constant? $10 \times 10 \times 10$ atoms particle? $(10 \times 10 \times 60) \rightarrow 3 \times 3 \times 20 \text{ nm}^3$

Parameters, μ is constant. J, K u μ are crucial in atomistic model.

How begin T-cooling? $T(H)$ - dependence.

① $\rightarrow$ Overha MC time-step is very small? Ha LD? No. Nowak PRL'00, MC steps are small.

② $\rightarrow$ Due to many more parameters (exchange, anisotropy) $\rightarrow$ J, K are not known? $\rightarrow$ J_{ij} is not known? $\rightarrow$ J_{ij} is not known?

③ $\rightarrow$ At-MC corresponds to phonon frequencies? No damping b. FM-metals surface, magnon-e scattering u impurities, a damping b. restricted geometry is determined by 2-magnon scattering. $\rightarrow$ J_{ij} is not known?

④ $\rightarrow$ J_{ij} is not known. $\rightarrow$ Ha Nowak PRL'00, Ha Baermer-Bertman'97, Ha Scherf'02,03, Wang'03, Skomski'00,02, J_{ij} is not known. $\rightarrow$ J_{ij} is not known?

⑤ $\rightarrow$ B. $\rightarrow$ J_{ij} is not known. $\rightarrow$ J_{ij} is not known?

⑥ Comment: J_{ij} is not known. $\rightarrow$ J_{ij} is not known?

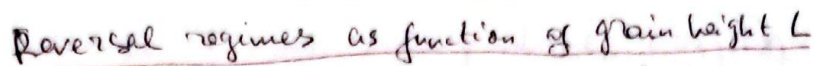
⑦ $\rightarrow$ J_{ij} is not known. $\rightarrow$ J_{ij} is not known?

⑧ $\rightarrow$ J_{ij} is not known. $\rightarrow$ J_{ij} is not known?

Discussions: Roy, Asselin. Oleg gave me Sonali's $K_1(T)$ mechanism FePt.

(15/XII) $\rightarrow$ J_{ij} is not known. $\rightarrow$ J_{ij} is not known?

(16/XII) $\rightarrow$ J_{ij} is not known. $\rightarrow$ J_{ij} is not known?



- (I) Coherent (uniform) , $\Delta E = K_1 V$, $\hbar \epsilon$ factor $\ll L$,
 $V \sim L$
 (II) Non-uniform, non-localized , $\Delta E = K_1 V_{\text{eff}} \approx \text{const}$
 $\hbar \epsilon$ factor comparable to $\hbar \epsilon_{\text{Langevin}}$
 (III) DW - regime ^{localized} , $\Delta E \sim E_{\text{DW}} \approx 2\sqrt{AK_1} S$, $\hbar \epsilon(L) \approx \text{const}$
 (IV) MultiDW - pinning regime: ΔE_{max} , $\hbar \epsilon$ factor or pinning
 $\hbar \epsilon(L)$ varies

$H_c(r)$ - non-uniform reversal

4. (12) H.B. Braun, PRL'93: non-uniform reversed b σ -quorum universe & easy axis $\parallel$ length, hard axis $\perp$ length $\rightarrow$ pronged soliton pair, easy axis. Satisfies ΔE & switching rate $\frac{1}{F}$.

†† (13) H.B. Braun, JAP'99: End (edge) localized reversal mode  ∞ -long cylinder, $D \ll \delta$ ~~transverse~~ ~~уперечное~~ ~~mode~~ ~~режим~~ ~~на~~ ~~поверхности~~ ~~Em~~, ~~бифазный~~ ~~mode~~ ~~на~~ ~~бифазе~~.
(unknown ~~Khayikov~~ & JAP'01 - unknown ~~mode~~ ~~finite~~ ~~cylinder~~). $L_{or} = 2\pi \frac{\delta_0}{\delta}$, $\delta = A$

HAMR → Discussion c Hong, Ray, Oleg: могут reversal в elongated grain as function of L ,
(non-unif. reversal)
 $\Delta E_f = K_1 D^2 L$ — при увеличении размера зерна L , то здесь L_{ex} и $L_{ow} = \sqrt{A/k_1}$
и наоборот, то L_{ex} в I, II - regime и L_{ow} в III, IV. Hong: L_{ex} при $T=0$, L_{ow} —
— при $T \neq 0$ со скоростью на Берtram. Хотя Hong утверждает обратное за L_{ex} .

Resume $H_c(L)$ → Hemlockus nanae Internal Report no non-uniform reversal in oscillatory hypoximob, no spiral grain in yzob. perter $H_c(T)$ -inhom. Re Pt, Co Pt elongated grains.
6-2-25 Noctosphere $H_c(T, t)$ model Hong Zhao, goussen. 11/XII nocen.

→ $H_c(L) = H_0 \left[1 - \left(\frac{C}{L} \right)^2 \right]$ где параметр (I), а константа (II) где
основанные exp. data Xiaowei no Capt.

17/111 Кирпача. Огнук 29-31 Dec.

* (14) D. Hinzke et al. PRB'00: unimodal elongated grain - unimodal texture.
 $\log_{10} AE_0$ vs τ_{sw} of abn. c. from Brinn'93. heterogeneity related to silicon reversal ($1/\epsilon_r$).

Kerr, MPD: program: coherent, 2 solitons, multi-solitons u non-thermal reversal

$L_{cr} \approx 30 \text{ nm}$ гэж бодит үзэгдэл. Гравитацийн LD -ийг MC , MC ангуулан
нэмж $\alpha > 1$. Иймд MC codes $\alpha = 4$ (!?).

15. D. Suresh et al., IEEE TM'01: LLG ($T=0$) simulations of m. reversal b elongat. grain
 $CD=12 \text{ nm}$ $L=10-80 \text{ nm}$. No. exog & herent $\rightarrow$ higher mode behavior of L_c magnetic L_c
 $t_{sw}(H)$ under max w/fm $H \approx 1.2 \text{ kG}$. No. exog L_c $t_{sw}(H)$ F_0 $\mu_m L > L_c \approx 30 \text{ nm}$ on the
 No. exog L_c $t_{sw}(H)$ F_0 $\mu_m L > L_c \approx 30 \text{ nm}$ on the

+16 G. Brown et al. PRB 01: LD, finite T simulations, reversal & pillars 
 Bipolar reversal $\tau = \tau_{th} + \tau_{sw}$, approx. bipolar $\tau_{th} \approx 1 \text{ ns}$, $\tau_{sw} \approx 0.1 \text{ ns}$ -
 Nucleation zaprograma na razpaz $c > D > D_c$, P(H) omcoba. - gubimemo D_w
 $\frac{dH}{dt} = \text{const}$, $H_A = 0$ - shape anisotropy to zero, two-exponential model,
 fun. - biamogeničnost c coregama bazeno

* (17) L. Lopez-Diaz et al. PRB'02: LD finite T, ns-time scale, rectan. particles
 $c = d = 10-20 \text{ nm}$, $h = 1-3 \text{ nm}$. w/ perfect coherent model - Banerjee gyromag. term $\propto H_y$.

$$B_s(x) = \frac{U(x)}{s} \quad , \quad x \neq 0 \quad , \quad m(r) = B_s \left[\frac{2s}{(s+1)} \frac{m(r)}{r} T_c \right] \quad , \quad T_c = \frac{1}{3} s(s+1) \sum_f J_{\varphi f} = \frac{1}{3} s(s+1) J_s$$

$$T_c^0 \text{ (Coulomb force)} \approx \frac{3S}{(s+1)} \frac{m(r) T_c}{T} = \frac{1}{T} \frac{M^s H^M}{T}, \quad T_c^s = T_c (s \neq 0), \quad J_0 = \sum_p J_{1p}$$

W/m $x > 0$ ($x = \text{Abstand f. vom } R = 110$) $T_c \sim \sum J_{1j}$ bei $x = 0 \sim (1-x)$, x u.
 hier J ist R gemittelt u. pythagoräisch.

$$H_2^+ = g_1 \rho_0 \langle J \rangle_T \sum_i T_{2i} \sim x, \quad \text{r. u. m. m. m. } \rho_0 - g_2 \rho_0 \langle J \rangle_T \sim x.$$

→ В н-м приближении по W^2/H^2 можно написать: $T_c(x) = T_c^0 \cdot (1-x)$.

$$\sum_i H_i^f = g_J \rho_b(J) \sum_{i=1}^N T_{i1} = g_J \rho_b(J) \sum_i |H_{i1}^f| = \frac{g_J}{g} \frac{\langle J \rangle_r}{\langle S \rangle_r} N_R |H_{i1}^f|$$

$$\sum_i H_i^M = \frac{\langle S_Z \rangle}{g \mu_B} \sum_j J_{ij} = \frac{\langle S_Z \rangle}{g \mu_B} N_d J_0 = \frac{\langle S_Z \rangle}{g \mu_B} N_d \frac{3}{5(S+1)} k_B \theta$$

$$H_{\text{eff}} = \frac{\sum_i H_i^S}{\sum_i H_i^N} = \frac{g_J}{g} \frac{\langle J \rangle_T}{\langle S \rangle_T} N_R |H_{\text{eff}}^N| \frac{g_N \mu_B S(S+1)}{3 \langle S \rangle_T N_d} (kT_c^0)^{-1} = \frac{N_R}{N_d} \frac{g_J \langle J \rangle_T}{3 \langle S \rangle_T^2} \frac{\mu_B^2 S(S+1)}{kT_c^0} \frac{\langle S \rangle_T}{S}$$

$$\frac{H_s}{H_z} = \frac{N_e}{N_d} \frac{g_s \langle J \rangle}{3 \langle S \rangle} \frac{M_B(S+1)}{(kT_c^0)} \frac{\lambda (kT_c^0)}{g_B M_B J} = \frac{\lambda}{3} \frac{N_e}{N_d} \frac{\langle J \rangle}{\langle S \rangle} \frac{(S+1)}{J} \approx \frac{\lambda}{3} \frac{x}{(1-x)} \left(\frac{S+1}{S} \right) \approx \lambda \frac{x}{1-x} \quad (S=1/2)$$

Original: $\frac{H^s}{H^M} \approx \lambda \frac{x}{(1-x)}$ g.ue $(FeNi)_{1-x}H_{Ox}$. $\lambda \approx 0.6$; $|\frac{x}{1-x}| \leq 0.1$ g.ue g.ue $x = 9 \text{ at } \%$

вероятно $H^D_2/H^N_2 \leq 0,05$ и где $x = 0,03$ и $0,06$ $T_c(x) = T_c^0(1-x)$ $x = 9 \text{ ат \%}$
 где $\frac{\langle J \rangle_T}{\langle S \rangle_T} \frac{S}{J}$ где $\text{ген. множитель} < 1$, т.к. $\langle J \rangle_T$ нагрет поверхности, $\text{ген. множ.} < T_c$
 где $\langle S \rangle_T$

$$\frac{\langle J \rangle_T}{\langle S \rangle_T} \frac{S}{J} = \frac{\langle J \rangle}{J} \frac{1}{m(T)} = \frac{1}{m} B_J \left[\lambda \frac{m}{\pi} \right] \approx \frac{1}{m} \frac{(J+1)}{3J} \lambda \ln \frac{T_c}{T} \approx \frac{3}{8} \lambda < 1.$$

Укажите $T_c(x)$, как функцию $U(x, T)$ для $(\text{RNi})_{1-x}\text{Ho}_x$.

→ Ротор (LS/EL) используется при анализе когн. члнн $J_{\text{нн}} M(X, T)$.

а) $x=0, 9^\circ$ — $T=293\text{ K}$; б) $x=0, T=873\text{ K}$. Ногривка н/м $x=0$ г/м $T_c^0 = 716\text{ K}$.
 Ногривка н/м x^* н/м $T=293\text{ K}$ г/м $\lambda \sim J_{\text{разл.}}$. Температурный $T_c(x) = T_c^0(1-x)$

А тогда из уравнения: $M(x, 293K) = M(0, 293K) \left[1 - x \cdot \left(1 + \frac{M_{\text{H}_2O}(293)}{M_{\text{H}_2}(293)} \right) \right]$

$$\text{Zur } \mu(x, 293) = \mu_{\text{e,p}}(0.09, 293) = 0.320 \quad \rightarrow \quad \frac{\mu_{\text{He}}(293)}{\mu_{\text{He}}(0)} = \frac{\mu_{\text{He}}(0)}{\mu_{\text{He}}(293)} B_2 \left(\lambda \frac{m(r)}{\tau} \right) = 4.41$$

Tauxe regressive $\in T_c(x) = T_c^0(1-x)$ y un bages $\lambda = 0.6595$
 comme previous $\lambda = 0.586$. File "FeNiHo-Ms-vsT.med" $\mu_B = 6.41 \cdot 10^5$ Be

→ Вывод: зависимость $M(x, T_{33K})$ и $M(0, T)$ очень хорошо описывается моделью с разрывными неограниченными T и x .

Ho $U(x, T)$ - calc. gennemsnitlig $U(x, T)$ - exp. for $\gamma = 3,6\%$ Ho
 v/for T_c beregning: beregning T_c negativ ϵ_x beregning, $T_c(x) = T_c^0(1-x)$
 Men $U(x, T)$ is not saturated at $\gamma = 3,6\%$.

Then $M(T)$ is not saturated at $T = 3, 6^\circ$.

(29/10) γ ironium para $T_c(x)$. $(FeNi)_{1-x}Ho_x$
 $m(T) = B_S \left[\frac{g\mu_B S}{kT} (H_1^z \pm H_2^z) \right]$, $\vec{H}_1^z = \frac{1}{g\mu_B} \langle \vec{S} \rangle_T \sum_p J_{zp}$, $\vec{H}_2^z = g\mu_B \langle \vec{J} \rangle_T \sum_{z'} T_{zz'}$

$m_R(T) = \frac{M_R(T)}{M_R(0)} B_J \left[\frac{g_J \mu_B J}{kT} H_m \right]$, $H_m = H_e m(T)$, $\lambda = \frac{g_J \mu_B J}{kT_e^0} H_e \sim \sum_{z'} T_{zz'}$
 Ecu. self-consistent H_2^z & $B_S(\dots)$, $\left\{ \begin{array}{l} m = B_S \left[\frac{3S}{2S+1} \frac{m}{T} T_c \right] \\ m_R = B_J \left[\lambda T_c \frac{m}{T} \right] \end{array} \right\}$ - 350.000 v/m. n.
 When $m(T) \rightarrow 0$, $m_R(T) \rightarrow 0$, $T \rightarrow T_c$

(1) $m = \frac{(S+1)}{3S} \cdot \frac{3S}{(S+1)} \frac{m}{T} T_c$, $T = T_c$; (2) $m_R = \frac{(J+1)}{3J} \lambda m \frac{T_c}{T} = \frac{1}{3} \frac{g_J \mu_B (J+1)}{kT} H_e m$

$m = \frac{\langle S^2 \rangle_T}{S}$, $m_R = \frac{\langle J^2 \rangle_T}{J} \Rightarrow$ (2) $\langle J^2 \rangle_T = \frac{1}{3} \frac{g_J \mu_B J(J+1)}{kT} H_e m = \chi_R \cdot H_m$

Local R. susceptibility $\chi_R = \frac{1}{3} \frac{g_J \mu_B J(J+1)}{kT}$. $T_c^0 = \frac{1}{3} S(S+1) \sum_p J_{zp} = \frac{1}{3} g\mu_B (S+1) \frac{H_m}{m}$ - 350

Ecu. $H_2^z \sim \lambda$ & $B_S(\dots)$ reabund:

(1) $m = \frac{(S+1)}{3S} \frac{g\mu_B S}{kT} \left[\frac{m \cdot S}{g\mu_B} \sum_p J_{zp} \pm g_J \mu_B J m_R \sum_{z'} T_{zz'} \right]$

$Tm = T_c^0 m \pm \frac{1}{3} (S+1) g\mu_B \cdot \frac{g_J \mu_B J}{k} \sum_{z'} T_{zz'} \cdot m_R$, depend " - "

(2) $Tm_R = \frac{1}{3} g_J \mu_B (J+1) \frac{1}{k} H_e m$, $T = T_c$ gives $g\mu_B$ - e. via T_c :

$\begin{pmatrix} T_c - T_c^0 & \frac{1}{3k} (S+1) g g_J \mu_B^2 J \sum_{z'} T_{zz'} \\ \frac{1}{3k} g_J \mu_B (J+1) H_e & -T_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m \\ m_R \end{pmatrix} = 0$

Let $\hat{R} = \begin{pmatrix} -T_c(T_c - T_c^0) & -\frac{1}{(3k)^2} (S+1) g\mu_B (g_J \mu_B)^2 J(J+1) H_e \sum_{z'} T_{zz'} \\ \frac{1}{3k} g_J \mu_B (J+1) H_e & -T_c \end{pmatrix} = 0$, $z' = R$ - y. z. n., $z = R$ - y. z. n.

$\vec{H}_1^z = g\mu_B \langle \vec{S} \rangle_T \sum_{z'} T_{zz'}$, $H_e = g\mu_B S \sum_{z'} T_{zz'}$, $|\vec{H}_1^z| = H_e m$.

$\vec{H}_2^z = g_J \mu_B \langle \vec{J} \rangle_T \sum_{z'} T_{zz'}$, $\hat{H}_{f-d} = -g g_J \mu_B^2 \sum_{z'} \vec{S}_z \hat{T}_{zz'} \vec{J}_z$

$\rightarrow g g_J \mu_B^2 T_{zz'} = J_{zz'}^{fd}$, $[J_{zz'}^{fd}]$ - exch. fd integral

$T_c(T_c - T_c^0) + \frac{1}{(3k)^2} (S+1) g_J \mu_B J(J+1) H_e \sum_{z'} J_{zz'}^{fd} = 0$, $g_J \mu_B H_e = S \sum_{z'} J_{zz'}^{fd}$

$T_c(T_c - T_c^0) + \frac{1}{(3k)^2} S(S+1) J(J+1) \left(\sum_{z'} J_{zz'}^{fd} \right) \cdot \left(\sum_{z'} J_{zz'}^{fd} \right) = 0$

$\sum_{z'} J_{zz'}^{fd} = N_d \bar{J}_{z'}^{fd} = N_d \bar{J}^{fd}$, $\sum_{z'} J_{zz'}^{fd} = N_R \bar{J}_z^{fd} = N_R \bar{J}^{fd}$, $T_c^0 = \frac{1}{3k} S(S+1) \sum_{z'} J_{zz'}^{fd}$

Using def. $T_c^{df} = \frac{1}{3k} S(S+1) \sum_{z'} J_{zz'}^{fd}$, $T_c^{fd} = \frac{1}{3k} J(J+1) \sum_{z'} J_{zz'}^{fd}$

$\rightarrow T_c(T_c - T_c^0) + T_c^{df} T_c^{fd} = 0$, $T_c^{fd} \sim x$, $T_c^{df} \sim (1-x)$, $T_c^0 \sim (1-x)$

$T_c^2 - T_c^0 T_c + T_c^{df} T_c^{fd} = 0$

$T_c = \frac{1}{2} \left[T_c^0 + \sqrt{(T_c^0)^2 - 4 T_c^{df} T_c^{fd}} \right]$, $T_c \approx T_c^0 - \frac{T_c^{df} T_c^{fd}}{T_c^0}$, $T_c^{fd} T_c^{df}$

$\rightarrow T_c(x) = \frac{1}{2} T_c^0(x) + \frac{1}{2} \sqrt{[T_c^0(x)]^2 - 4 T_c^{df}(x) T_c^{fd}(x)}$, $\left\{ \begin{array}{l} T_c^{df}(x) = \frac{1}{3k} S(S+1) \bar{J}^{fd} \cdot (1-x) \\ T_c^{fd}(x) = \frac{1}{3k} J(J+1) \bar{J}^{fd} \cdot x \end{array} \right\}$

→ Brubog: since normal $T_c(x)$ means $T_c^0(x) \rightarrow 0$ and $T_c^0(x) = T_c^0(1-x)$.

Nm $T_c^0 \ll T_c^0$ means $T_c = T_c^0 + \frac{T_{fd} T_{df}}{T_c^0}$.

Pr. c R. Skomski JAP'98: $T_c = T_T + \frac{T_{RT}^2}{T_T} + O(K_1)$, where "T" is R-T ferrimagnet.

$T_T = \frac{1}{3k_B} J_{TT}$, $T_{RT} = \frac{1}{3k_B} \sqrt{J_{RT} J_{TR}}$.

$\vec{M}_{ST} = \vec{S} M_{OT}$, χ -magnetization $M_{SR} = \vec{S} M_{OR}$, $\vec{S}^2 = 1$, $\vec{S}'^2 = 1$ - eq. 6a.

MFA- $\hat{H} = -J_{TT} S_z \langle S_z \rangle - J_{RT} S'_z \langle S_z \rangle - J_{TR} S_z \langle S'_z \rangle + O(K_1)$

Use $T_c^{df} T_c^{fd} = \frac{1}{(3k)^2} S(S+1) J(J+1) \left(\sum_{i,j} J_{ij}^{df} \right) \left(\sum_{i,j} J_{ij}^{fd} \right)$ analogous $T_{RT}^2 = \frac{1}{(3k)^2} J_{RT} J_{TR}$.

Mean $\vec{S}$ and $\vec{S}'$ - Skomski's version of ordering J_{RT} and J_{TR} .

$(S(S+1) \text{ and } J(J+1))$

→ Gushenko JAP'96 gives $T_c = \frac{1}{2} T_R + \frac{1}{2} \sqrt{T_R^2 + 4 T_{RFe}^2}$,

$T_{RFe} = \frac{1}{3} |g_J - 1| \left[\frac{J(J+1)(S+1)}{S(1-x)} \right]^{1/2} T_{ex}$ where $R_x Fe_{1-x}$

$T_{ex} = 2 \mu_B H_{ex}(0)$, $\hat{H}_R = \hat{H}_{ex} + \hat{H}_{CF} + \hat{H}_2$, $\hat{H}_{ex} = 2(g_J - 1) \mu_B \vec{J} \cdot \vec{H}_x$,

i.e. in H_{ex}^{fd} basis g_J given by factor $2(g_J - 1)$, i.e. in basis. Взаимодействие g_J and $S = 2(g_J - 1) \vec{J}$, а не норм. момент $g_J \vec{J}$.

Ho: $g_J(H_0) = 5/4$, $2(g_J - 1) = 2(\frac{5}{4} - 1) = 1/2$ - positive basis. =

21/IV 2011.

M. Coupling energy of two dots in vortex state.

Pole-free model.

 $\text{div} \vec{m}(\vec{r}) = -\frac{(\vec{r} \cdot \vec{S})}{S}$ core. e.g. 5/106. $(\vec{r} \cdot \vec{S}) = 2(S_y x - S_x y) \leftarrow \text{norm. go to } a^3$

Lateral dot pair

$$\text{div} \vec{m} = -2(S_y \cos \varphi - S_x \sin \varphi), \quad |\vec{r} - \vec{r}'|^2 = (z - z')^2 + (\vec{S} - \vec{S}')^2$$

$$W_{m,12}^{\text{vol}} = \frac{1}{2} M_S^2 \int_V d^3 \vec{r} \int_V d^3 \vec{r}' \frac{\text{div} \vec{m}(\vec{r}) \text{div} \vec{m}(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} = 2 M_S^2 \int dz \int dz' \int d\vec{S} \int d\vec{S}' (S_{x1} \sin \varphi - S_{y1} \cos \varphi) \times$$

$$\times \frac{(S_{x2} \sin \varphi' - S_{y2} \cos \varphi')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} = 2 M_S^2 \int dz \int dz' \int d\vec{S} \int d\vec{S}' \frac{[S_{x1} S_{x2} \sin \varphi \sin \varphi' + S_{y1} S_{y2} \cos \varphi \cos \varphi']}{\sqrt{(z - z')^2 + (\vec{S} - \vec{S}')^2}}$$

$$(\vec{S} - \vec{S}')^2 \rightarrow (\vec{S} - \vec{S}' - D\hat{z})^2 = S^2 + S'^2 + D^2 + 2D[S' \cos \varphi' - S \cos \varphi] - 2SS' \cos(\varphi - \varphi'), \quad \text{norm. axis. } \varphi \rightarrow \varphi - \varphi', \varphi' \rightarrow \varphi$$

Single dot W_m^{vol} norm. W_{12}^{vol} upon $\vec{S}' = \vec{S}_2 = \vec{S}, \vec{D} = 0, W_m^{\text{vol}} = 2 M_S^2 \int d^3 \vec{r} \int d^3 \vec{r}' \frac{[S^2 \sin \varphi \sin \varphi' + S^2 \cos \varphi \cos \varphi']}{\sqrt{(z - z')^2 + (\vec{S} - \vec{S}')^2}}$

$$\int dz \int dz' \frac{1}{\sqrt{(z - z')^2 + (\vec{S} - \vec{S}')^2}} = 2L \int \frac{dk}{k} f(kL) J_0(k|\vec{S} - \vec{S}'|) = 2L \int \frac{dk}{k} f \sum e^{i\mu(\varphi - \varphi')} J_\mu(kS) J_\mu(kS')$$

$$\int d\varphi e^{i\mu\varphi} \cos \varphi = \pi (\delta_{\mu,1} + \delta_{\mu,-1}), \quad \int d\varphi e^{i\mu\varphi} \sin \varphi = \frac{\pi}{i} (\delta_{\mu,1} - \delta_{\mu,-1})$$

$$W_m^{\text{vol}} = 2 M_S^2 L \int d\vec{S} \int d\vec{S}' [S_x^2 \sin \varphi \sin \varphi' + S_y^2 \cos \varphi \cos \varphi'] \int \frac{dk}{k} f \sum e^{i\mu(\varphi - \varphi')} J_\mu(\cdot) J_\mu(\cdot) =$$

$$= 4 M_S^2 L \int d\vec{S} \int d\vec{S}' \int \frac{dk}{k} f \sum [S_x^2 | \int d\varphi e^{i\mu\varphi} \sin \varphi |^2 + S_y^2 | \int d\varphi e^{i\mu\varphi} \cos \varphi |^2] J_\mu(\cdot) J_\mu(\cdot) =$$

$$= 8 \pi^2 M_S^2 L S^2 \int d\vec{S} \int d\vec{S}' \int \frac{dk}{k} f(kL) J_1(kS) J_1(kS') = 8 \pi^2 M_S^2 L S^2 \int \frac{dk}{k} f(kL) [\int d\varphi J_1(kS)]^2$$

$$\text{div} \vec{m} = 2 \text{Re} \left(\frac{\partial \psi}{\partial z} \right) = \text{blue core} = \frac{1}{|\vec{r}|} \text{Re} \left(\frac{\partial \psi}{\partial z} \right), \quad f(z) = \frac{C}{z} [z^2 + \frac{a}{2} - \frac{a^2}{2} z^2] - \text{pole-free model}$$

$$(\text{div} \vec{m})_{\text{r.v.}} \sim \text{Re} \left(\frac{\partial \psi}{\partial z} \right) = 0, \quad f(z) = i \frac{C}{z} (z - S) - \text{rigid v. model}$$

$$\partial_{\text{r.v.}} = (\vec{m} \cdot \vec{n})_S = (\vec{m} \cdot \vec{S})_S, \quad \text{div} \vec{m}_{\text{p.free}} = -(\vec{r} \cdot \vec{S}) \hat{r} = -\vec{S} \cdot 2 \hat{z} \times \vec{S} \hat{r} = 2 \hat{z} \cdot (\vec{S} \times \vec{S}') \hat{r}$$

$$m = m_x + i m_y = \frac{f(z)}{|f|} \text{blue core}, \quad m_x + i m_y = i C \frac{(z - S)}{|z - S|}, \quad \vec{m} \cdot \vec{S} = \text{Re} [m \cdot (x + i y)]$$

$$a\bar{b} = (a_x + i a_y)(b_x - i b_y) = a_x b_x + a_y b_y + i(a_y b_x - b_y a_x), \quad (\vec{a} \cdot \vec{b}) = \text{Re}(a\bar{b}), \quad (\vec{a} \times \vec{b})_z = -\text{Im}(a\bar{b})$$

$$\partial = (\vec{m} \cdot \vec{n}) = \text{Re}(\vec{m} \bar{z}) = \text{Re} \left(i C \frac{(z - S)}{|z - S|} \right) = \text{Re}(-i C S \bar{z}) \frac{1}{|z - S|} = -\frac{C}{|z - S|} \text{Re}[i \text{Re}(S \bar{z}) - \text{Im}(S \bar{z})]$$

$$\partial = \frac{1}{|f|} \text{Re}(f \bar{z}) \quad \Leftrightarrow \quad \frac{C}{|z - S|} \text{Im}(\bar{z} S), \quad \partial = \frac{C}{|z - S|} \text{Im}(S \bar{z}) = \frac{C}{|z - S|} (-1) (\vec{S} \times \vec{S}') \cdot \hat{z}$$

$$\text{Pole free } \text{div} \vec{m} = 2 \hat{z} \cdot (\vec{S} \times \vec{S}') \hat{r}, \quad \partial = -\frac{C}{|z - S|} \hat{z} \cdot (\vec{S} \times \vec{S}') \hat{r} \approx -C \hat{z} \cdot (\vec{S} \times \vec{S}') - \text{rigid v.}$$

$$\rightarrow W_{\text{p.free}}^{\text{int}} = \frac{1}{2} M_S^2 \int d^3 \vec{r} \int d^3 \vec{r}' \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} [4 C_1 C_2 \hat{z} \cdot (\vec{S}_1 \times \vec{S}_2) \hat{z} \cdot (\vec{S}_2 \times \vec{S}_1)]$$

$$\rightarrow W_{\text{r.v.}}^{\text{int}} = \frac{1}{2 M_S^2} \int d^3 \vec{r} \int d^3 \vec{r}' \delta(S^2 - 1) \delta(S'^2 - 1) \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} [C_1 C_2 \hat{z} \cdot (\vec{S}_1 \times \vec{S}_2) \hat{z} \cdot (\vec{S}_2 \times \vec{S}_1)]$$

$$\frac{W_{\text{p.f.}}^{\text{int}}}{W_{\text{r.v.}}^{\text{int}}} = \frac{4 \int d^3 \vec{r} \int d^3 \vec{r}' \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|}}{\int d^3 \vec{r} \int d^3 \vec{r}' \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \delta(S^2 - 1) \delta(S'^2 - 1)} \sim 4 \frac{(\pi R L)^2}{(2 \pi R L)^2} \approx \frac{4 \pi^2 R^2}{4 \pi^2 R^2} \Big|_{R=1} \approx 1.$$

Trydian antenna.

$$\rightarrow W_{\text{p.f.}}^{\text{int}} = \frac{1}{2} M_S^2 4 C_1 C_2 \int d^3 \vec{r} \int d^3 \vec{r}' \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} [\hat{z} \cdot (\vec{S}_1 \times \vec{S}_2) \hat{z} \cdot (\vec{S}_2 \times \vec{S}_1)], \quad W_{\text{r.v.}}^{\text{int}} = \frac{M_S^2}{2} \int d^3 \vec{r} \int d^3 \vec{r}' \delta(S - 1) \delta(S' - 1) \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} C_1 C_2$$

$$\hat{z} \cdot (\vec{S} \times \vec{S}') = \vec{S} \cdot (\vec{S}' \times \hat{z}), \quad \hat{S} \times \hat{z} = -\hat{\varphi}, \quad \hat{S}' \times \hat{z} = \hat{x} \cos \varphi + \hat{y} \sin \varphi \times \hat{z} = -\hat{y} \cos \varphi + \hat{x} \sin \varphi$$

$$W_{\text{int}}^{\text{p.f.}} = \frac{1}{2} M_S^2 4 C_1 C_2 \int d^3 \vec{r} \int d^3 \vec{r}' \frac{(\vec{S}_1 \cdot \hat{\varphi})(\vec{S}_2 \cdot \hat{\varphi}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|}, \quad W_{\text{int}}^{\text{r.v.}} = \frac{1}{2} M_S^2 C_1 C_2 \int d^3 \vec{r} \int d^3 \vec{r}' \delta(S - 1) \delta(S' - 1) \frac{(\vec{S}_1 \cdot \hat{\varphi})(\vec{S}_2 \cdot \hat{\varphi}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|}$$

$$(\vec{r} - \vec{r}')^2 = (z - z')^2 + (\vec{S} - \vec{S}' - D\hat{z})^2 = (z - z')^2 + S^2 + S'^2 - 2SS' \cos(\varphi - \varphi') + 2D(S' \cos \varphi' - S \cos \varphi) + D^2$$

$W_{\text{int}}^{\text{p.f.}} \sim W_{\text{int}}^{\text{r.v.}}$ because of symmetry or ignore $D \rightarrow 0$ the magnitudes. But parameters $(\vec{S}_1 \cdot \hat{\varphi})(\vec{S}_2 \cdot \hat{\varphi}')$, r.e.

$\rightarrow$ Chiral magnet of shifted vortex r.v. $\rightarrow$ pole free no singularities $W_{\text{int}}^{\text{p.f.}}(\vec{S}_1, \vec{S}_2)$

Due quadrupoles $W_{int}^{PF} \sim W_{int}^{2V}$ ratio of quadrupoles $I_{PF} = 4 \int g g' F(\vartheta, \vartheta') \sim I_{2V} = F(1, 1)$.

$$F(\vartheta, \vartheta') = \int_0^L dz \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{2\pi} d\phi' \frac{(\vec{S}_1 \cdot \hat{\varphi})(\vec{S}_2 \cdot \hat{\varphi}')}{\sqrt{(z-z')^2 + (\vec{g}-\vec{g}'-\vec{J})^2}}, \quad W_{int} = \frac{1}{2} M_s^2 C_1 C_2 I(d).$$

Note: even $\vec{S}_1 = \vec{S}_2 = \vec{S}$, $d=0$, so $W_{int}^{PF} \rightarrow W_{isol}^{PF}$, $W_{int}^{2V} \rightarrow W_{isol}^{2V}$. $W_{isol} = \frac{1}{2} \pi S^2$.

Definition: $\frac{W_{int}^{PF}}{W_{isol}^{PF}} \approx \frac{W_{int}^{2V}}{W_{isol}^{2V}}$ even without $f(d)$ in the quadrupoles or particular model of shifted vort.

$\frac{I_{PF}(d)}{I_{PF}(0)} = f_1(d) \sim \frac{I_{2V}(d)}{I_{2V}(0)} = f_2(d)$, because in 2D $f_1(d) \approx f_2(d) = f(d)$. $\hat{\varphi} = -\hat{x} \sin \varphi + \hat{y} \cos \varphi$

$(\vec{S}_1 \cdot \hat{\varphi})(\vec{S}_2 \cdot \hat{\varphi}') = (-S_{x1} \sin \varphi + S_{y1} \cos \varphi)(-S_{x2} \sin \varphi' + S_{y2} \cos \varphi') = S_{x1} S_{x2} \sin \varphi \sin \varphi' + S_{y1} S_{y2} \cos \varphi \cos \varphi' +$
 $+ (2 \text{ terms negative})$

$\Delta^2 = (\vec{g} - \vec{g}' - \vec{J})^2 = g^2 + g'^2 - 2gg' \cos(\varphi - \varphi') + 2d(g' \cos \varphi' - g \cos \varphi) + d^2$. Unrepeared $d \rightarrow 2+0$.

When $g = g'$, $d=2$, $\Delta^2 = 2g^2 - 2g^2 \cos(\varphi - \varphi') + 4g(\cos \varphi' - \cos \varphi) + 4$. Maximal case $d \rightarrow \infty$ (dipolar limit).

When $d \gg 1$: $W_{int} = \frac{\vec{m}_1 \cdot \vec{m}_2}{d^3} - \frac{3}{d^5} (\vec{m}_1 \cdot \vec{d})(\vec{m}_2 \cdot \vec{d})$, $\vec{m}_j = \langle \vec{M}_j \rangle V$, $j=1, 2$. $\langle \vec{m}_j \rangle = -\frac{3}{2} \hat{z} \times \vec{S}_j \cdot \vec{S}_j$

$\frac{1}{M_s^2 V} W_{int} = w_{int} = \frac{1}{d^3} C_1 C_2 \frac{3}{2} (\hat{z} \times \vec{S}_1) \cdot (\hat{z} \times \vec{S}_2) - \frac{3}{d^5} C_1 C_2 \frac{3}{2} (\hat{z} \times \vec{S}_1) \cdot \vec{d} (\hat{z} \times \vec{S}_2) \cdot \vec{d}$

Orbiting $W_{int}(d \gg 1) \sim \frac{3}{2} \frac{3}{2}$, two independent quadrupoles or v. model:

$z = 1 - 2 \text{ vortex}$, $z = 2/3 - \text{pole free model}$.

+ e. $\frac{W_{int}^{2V}}{W_{int}^{PF}} = \frac{\frac{3}{2} \frac{3}{2}}{\frac{3}{2} \frac{3}{2}} = \frac{1}{(2/3)^2} = \left(\frac{3}{2}\right)^2 = 2.25$ b. v. regime $d \gg 1$ ($\frac{D}{R} \gg 1$),
 n. m. quadrupoles S_1, S_2 .