



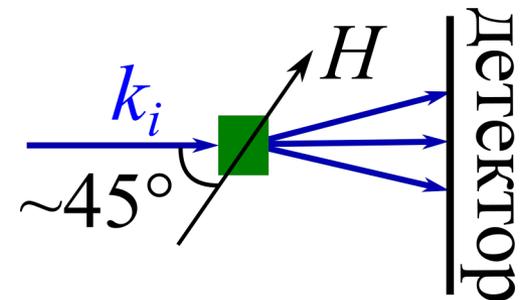
Спектрина-2024

Дисперсия спиновых волн в аморфных ферромагнетиках

Азарова Л.А., Утесов О.И., Пшеничный К.А. и Григорьев С.В

м.н.с. ПИЯФ – НИЦ КИ
н.с. СПбГУ

В 80х годах XX века в ЛИЯФ был разработан метод наклонной геометрии, при помощи которого можно измерять рассеяние на спиновых волнах в ферромагнетиках



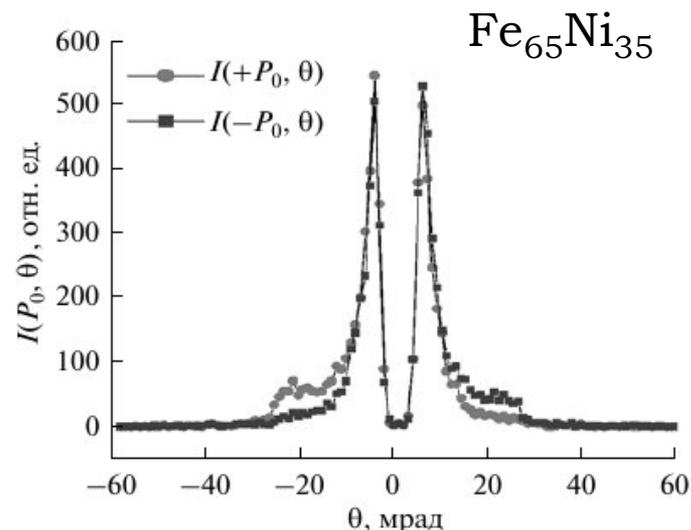
$$\Delta I(\mathbf{q}) = I(\mathbf{q}, +\mathbf{P}) - I(\mathbf{q}, -\mathbf{P})$$

$$\begin{aligned} \Delta I(\mathbf{q}) &\sim \int d\omega (2k_B T / \omega) (\mathbf{q}\mathbf{m})^2 [\delta(\omega - \epsilon_q) + \delta(\omega + \epsilon_q)] \\ &= \int d\omega (2k_B T / \omega) \frac{[k^2(\theta_x^2 \cos^2 \varphi + (\omega/2E)^2 \sin^2 \varphi + \theta_x(\omega/2E) \sin 2\varphi)]}{k^2(\theta^2 + (\omega/2E)^2)} \delta(\omega \pm \epsilon_q) \end{aligned}$$

$$\Delta I = \frac{2k_B T}{E} \sin 2\phi \frac{2\theta_x |\theta_0|}{\theta^2 \sqrt{\theta_0^2 - \theta^2}} \quad \theta_0 = \frac{E}{Ak_i^2}$$

1. Окорочков А.И., Рунов В.В., Топерверг Б.П. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1986. V. 43. P. 390.

2. С. В. Григорьев, Е. В. Алтынбаев, Н. Ескерлебе, А. И. Окорочков // ПОВЕРХНОСТЬ. РЕНТГЕНОВСКИЕ, СИНХРОТРОННЫЕ И НЕЙТРОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ, 2014, No 10, с. 71-78



Геометрия МУРН

$$q = k_i - k_f \quad \omega = E_i - E_f \quad \Rightarrow \quad \begin{cases} q_x = k_i \theta_x, \\ q_y = k_i \theta_y, \\ q_z = k_i \omega / (2E). \end{cases}$$

Неупругая компонента

$$E_q = Aq^2 + g\mu_B H \quad \omega = \pm E_q$$

$$(\tilde{\omega} - \theta_0)^2 + \theta^2 = \theta_C^2$$

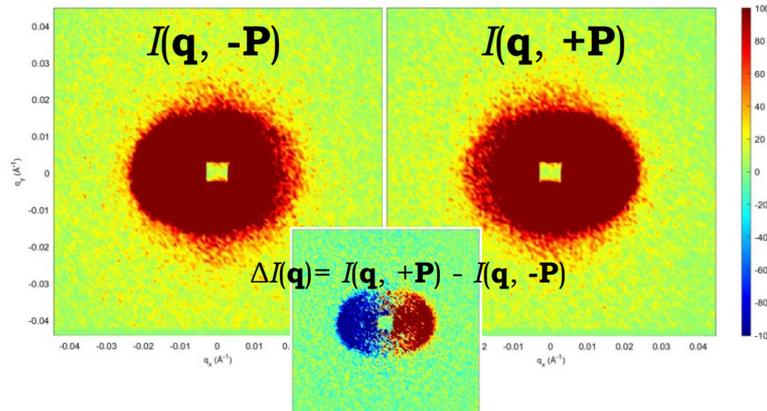
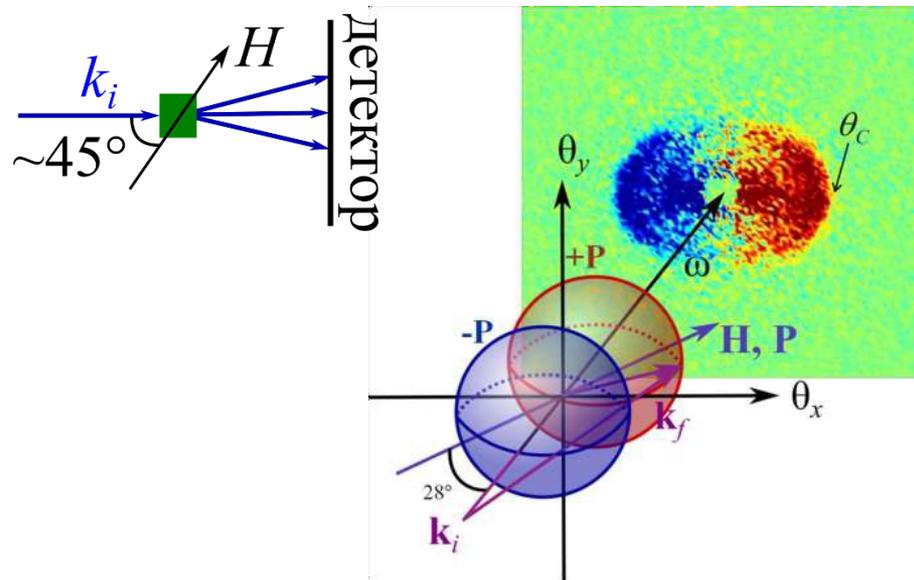
$$(\tilde{\omega} + \theta_0)^2 + \theta^2 = \theta_C^2$$

$$\tilde{\omega} = \frac{\omega}{2E} \quad \theta_0 = \frac{E}{Ak_i^2}$$

Cutoff angle

$$\theta_C^2 = \theta_0^2 - \frac{g\mu_B H}{Ak_i^2}$$

SW stiffness



1. Огороков А.И., Рунов В.В., Топерверг Б.П. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1986. V. 43. P. 390.

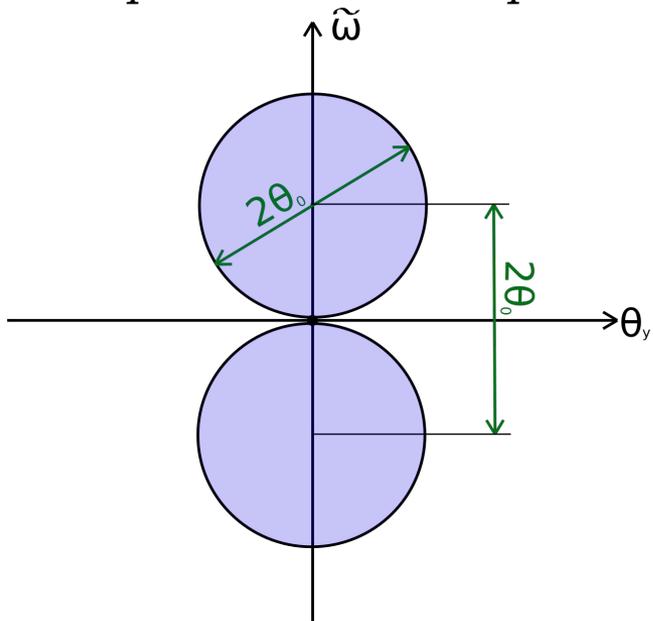
2. С. В. Григорьев, Е. В. Алтынбаев, Н. Eckerlebe, А. И. Огороков // ПОВЕРХНОСТЬ. РЕНТГЕНОВСКИЕ, СИНХРОТРОННЫЕ И НЕЙТРОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ, 2014, No 10, с. 71-78

Azarova L.A. et al. J. of Surf. Invest. (2022). DOI:

[10.1134/S1027451022060313](https://doi.org/10.1134/S1027451022060313)



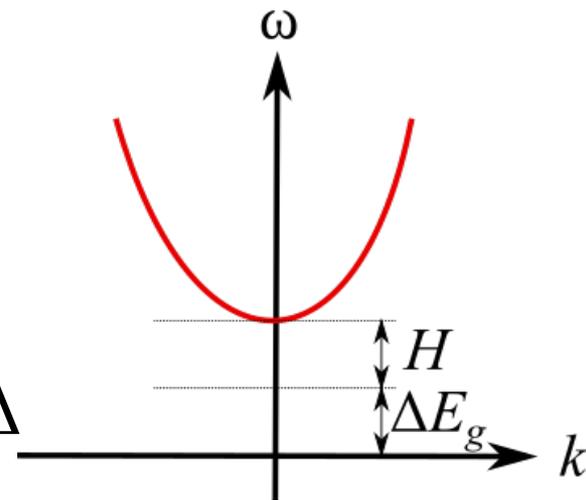
С.В. Григорьев, К.А. Пшеничный и др. Измерение жесткости спиновых волн в аморфных ферромагнитных микропроводах методом малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов. Письма в ЖЭТФ, том 110, вып. 12, с. 799 – 805, 2019.



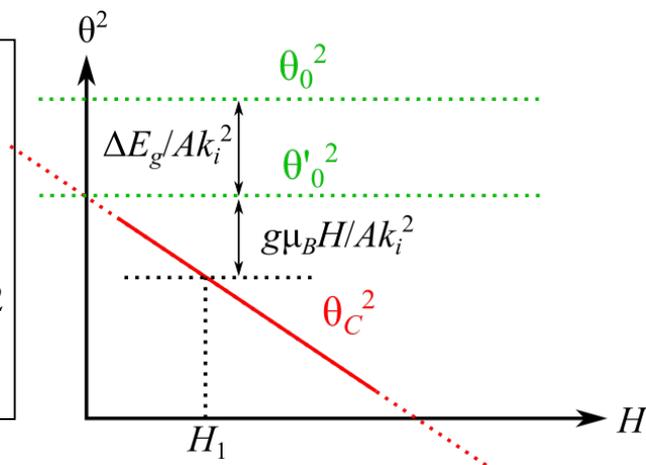
$$E_q = Aq^2 + g\mu_B H$$



$$E_q = Aq^2 + g\mu_B H + \Delta$$



$$\theta_C^2 = \theta_0^2 - \frac{g\mu_B H + \Delta}{Ak_i^2} = \frac{\hbar^4}{4m_n^2 A^2} - \frac{g\mu_B H + \Delta}{4\pi^2 A} \lambda^2$$

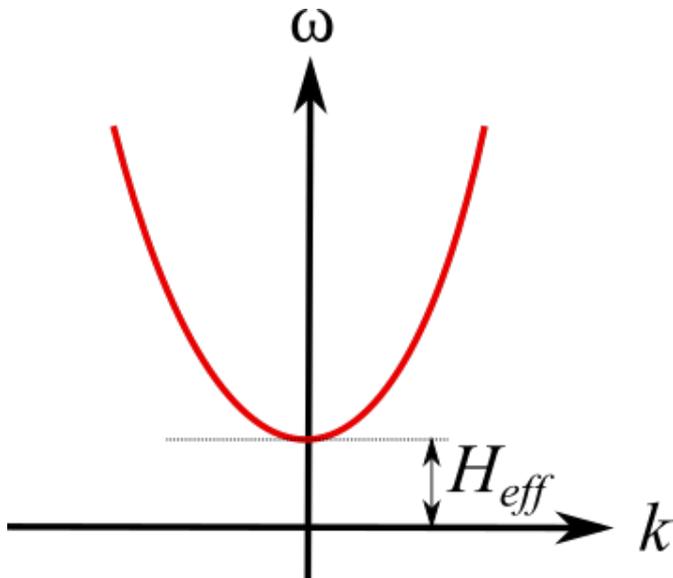


Величина жесткости спиновых волн ферромагнитного микропровода Fe77.5Si5.5B15 при комнатной температуре равна $A = 82(3) \text{ мЭВ} \cdot \text{А}^2$, а энергетическая щель $\Delta = 0.048(2) \text{ мЭВ}$.

Спектр спиновых волн

$$E_q = Aq^2$$

$$E_q = Aq^2 + g\mu_B H$$



1. J. A. Fernandez-Baca, J. W. Lynn, J. J. Rhyne, and G. E. Fish, Phys. Rev. B 36, 8497 (1987).
2. J. A. Fernandez-Baca, J. J. Rhyne, and G. E. Fish, J. Magn. Magn. Mat. 54–57, 289 (1986).
3. J. A. Fernandez-Baca, J.W. Lynn, J. J. Rhyne, and G. E. Fish, J. Appl. Phys. 61, 3406 (1987)

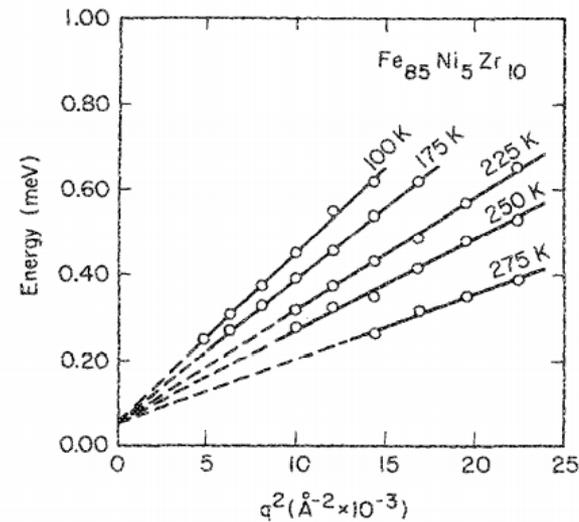


FIG. 1. E_q vs q^2 for $\text{Fe}_{85}\text{Ni}_5\text{Zr}_{10}$ ($T_C = 306$ K) at $T = 100, 175, 225, 250,$ and 275 K. The spin-wave energies obey the quadratic dispersion relation of Eq. (1) in the range of temperatures and wave vectors under study.

$$E_q = Aq^2 + g\mu_B H + \Delta$$

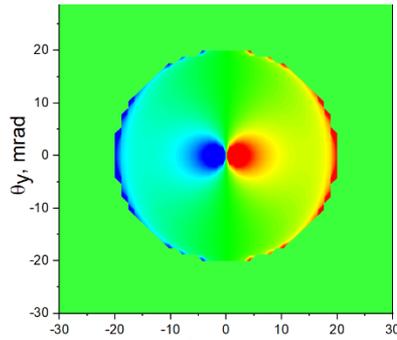
$A = 100$
мЭВ*А²

$\Delta = 0$

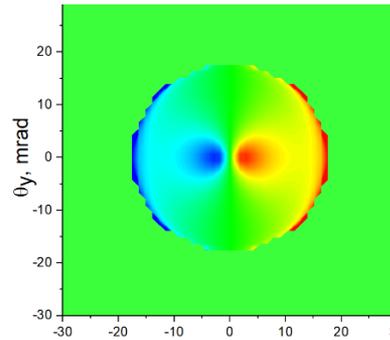
$A = 100$
мЭВ*А²

$\Delta = 0,01$
мЭВ

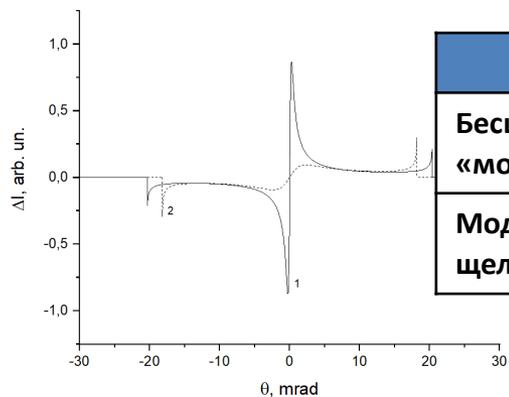
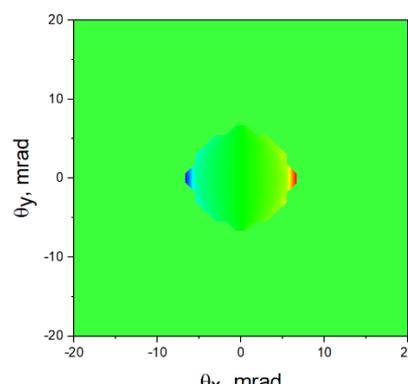
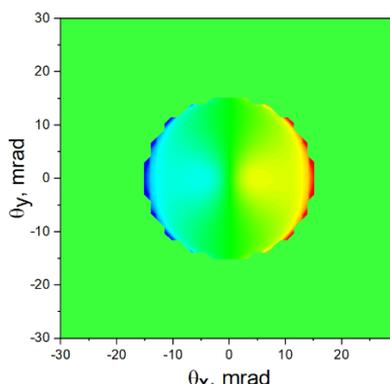
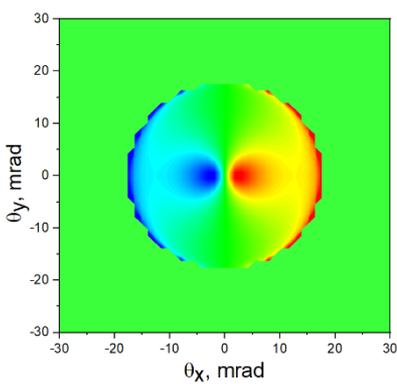
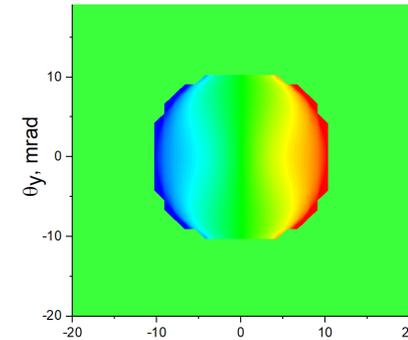
H= 10 мТл



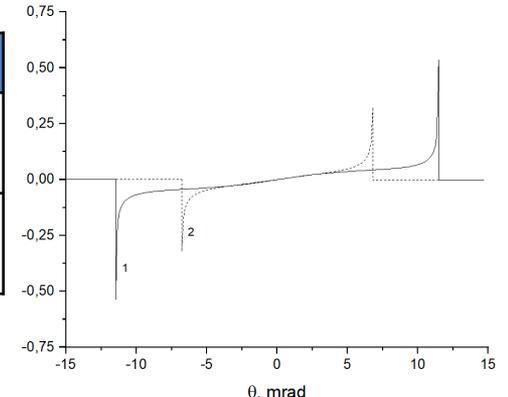
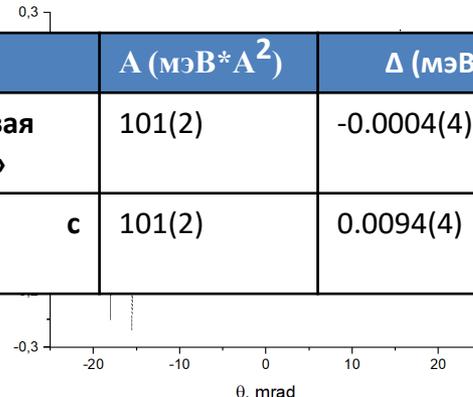
H= 100 мТл



H= 300 мТл



	A (мЭВ*А ²)	Δ (мЭВ)
Бесцелевая «модель»	101(2)	-0.0004(4)
Модель щелью	101(2)	0.0094(4)



Теория АФ со случайной анизотропией

Для описания свойств АФ ранее была предложена модель со случайной анизотропией (*Chudnovsky PRB 33 1986*)

Соответствующая плотность энергии имеет вид:

$$\varepsilon = \frac{1}{2}\alpha(\nabla\mathbf{M})^2 - \frac{1}{2}\beta_r(\mathbf{M} \cdot \hat{n})^2 - \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}.$$

α характеризует силу обменного взаимодействия $A = g\mu_B\alpha M$

β_r – величина одноионной анизотропии типа «легкая ось» со случайным направлением оси, определяемым **вектором \hat{n} , для которого существует радиус корреляции $\mathbf{R}_0 = 1/\mathbf{k}_0$** , соответствующий размеру кристаллитов АФ.

Обменное поле $\longrightarrow H_{ex} = \alpha M / R_a^2$, $H_r = \beta_r M \longleftarrow$ Поле одноионной анизотропии

Слабое внешнее поле $H \lesssim H_s \equiv H_r^4 / H_{ex}^3$	Режим спинового стекла с большой корреляционной длиной $R_F = R_0 \left(\frac{H_{ex}}{H_r} \right)^2$	Намагниченность подстраивается под направление случайной анизотропии (домены Имри-Ма)
Умеренное поле $H_s \lesssim H \lesssim H_{ex}$	Режим ферромагнетика с блуждающими осями $R_F^\perp \sim R_0 (H_{ex}/H)^{1/2}$	Поперечное отклонение намагниченности характеризуется корреляционной длиной
Сильное поле $H \gg H_{ex}$	Поведение как в классической теории среднего поля	Поперечные ферромагнитные корреляции подавлены

Теория АФ со случайной анизотропией

Поправки к спектру:

$$\epsilon_q = Aq^2 + \delta\omega + g\mu_B H$$

$$\omega(k) = \gamma H + \gamma\alpha M k^2 + \delta\omega(k) + I\Gamma(k),$$

$$\delta\omega(k) = \frac{\gamma\beta_r^2 M D_0}{\alpha k_0^2} \left[-\frac{3}{1+4\kappa^2} - \frac{2}{1+2\kappa^2+2\kappa_\alpha^2+2\sqrt{\kappa^2+2\kappa_\alpha^2}} + \frac{5}{(1+\kappa_\alpha)^2} \right],$$

$$\Gamma(k) = \frac{\gamma\beta_r^2 M D_0}{\alpha k_0^2} \frac{6\kappa}{1+4\kappa^2}.$$

$$\gamma = g\mu_B, \kappa = k/k_0, \kappa_\alpha = k_\alpha/k_0$$

Корр длина СА

Малоугловой предел:

$$k_\alpha \ll k \ll k_0$$

$$\delta\omega(k) = 4B \left[\frac{k}{k_0} + 2 \left(\frac{k}{k_0} \right)^2 \right] + O \left(\frac{k_\alpha}{k_0} \right)$$

$$B = \frac{\gamma\beta_r^2 M D_0}{\alpha k_0^2}$$

Эта поправка проявляет себя как «щель»

Теория АФ со случайной анизотропией

Режим ферромагнетика с блуждающими осями и в малоугловом приближении (на масштабах больше размера нанокристаллического мотива, но меньше размера ферромагнитной корреляции)

$$E_q = Aq^2 + \delta\omega + g\mu_B H = Aq^2 + B|q| + g\mu_B H \quad \delta\omega = 4B \left(\frac{q}{k_0} + 2 \left(\frac{q}{k_0} \right)^2 \right)$$

$$E_q = q^2 \left(A + 8B \frac{1}{k_0} \right) + 4B \frac{q}{k_0} + g\mu_B H \quad \frac{8B}{k_0} \text{ - поправка к жесткости, } \approx 0,1 \text{ meV } \text{Å}^2$$

$$\tilde{\theta}_C^2 = \theta_0^2 - \frac{g\mu_B H}{Ak_i^2} - \frac{4B}{Ak_i^2} \frac{k_i}{k_0} \sqrt{\theta_C^2(H) + \theta_0^2}$$

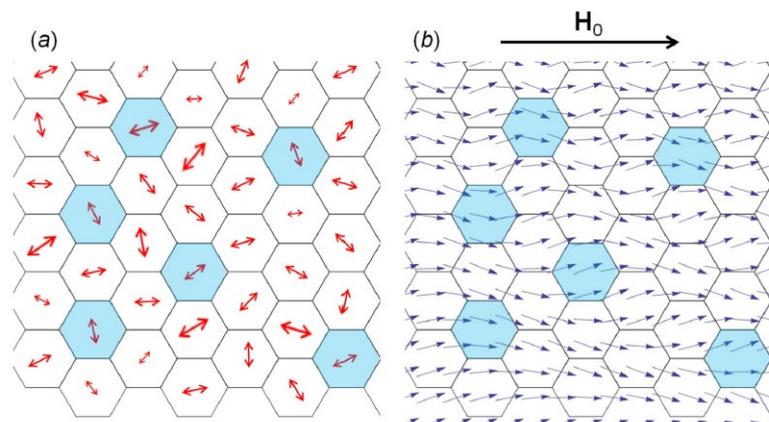
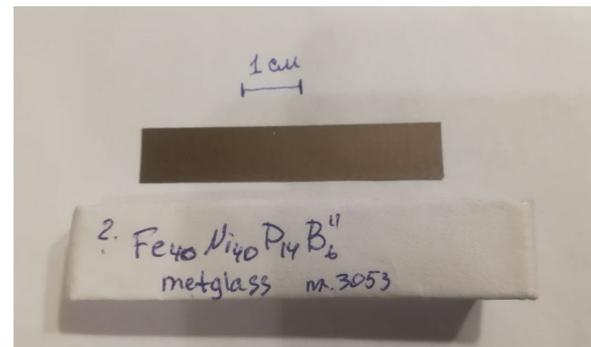
$$B = \frac{\gamma\beta_r^2 MD_0}{\alpha k_0^2}$$

$$\tilde{\theta}_C^2 = \frac{\hbar^4}{4m_n^2 A^2} - \frac{\lambda^2}{4\pi^2 A} \left(\underbrace{g\mu_B H + 4B \frac{2\pi}{\lambda k_0}}_{E_g} \sqrt{2 \frac{\hbar^4}{4m_n^2 A^2} - \frac{g\mu_B H}{4\pi^2 A}}_{\Delta} \right)$$

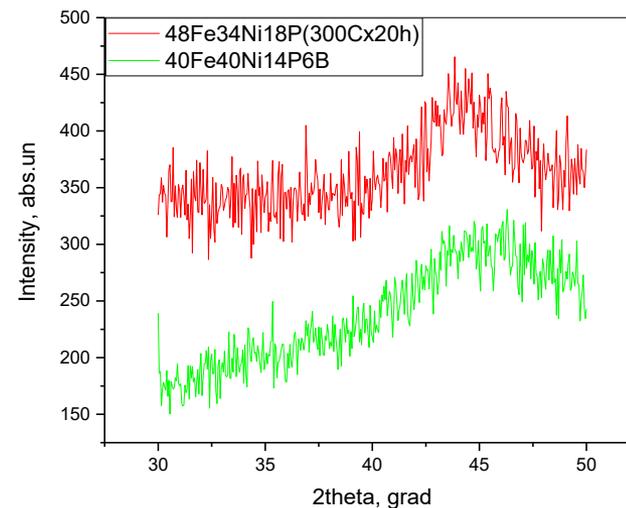
$$H_{\text{int}} \approx H - (H_{S(40)} - H_{S(1)})$$

$$E_g = \Delta + g\mu_B H_{\text{int}} = \left(\frac{\hbar^4}{4m_n^2 A^2} - \tilde{\theta}_C^2(H) \right) \frac{4\pi^2 A}{\lambda^2} \quad \Delta = \left(\frac{\hbar^4}{4m_n^2 A^2} - \tilde{\theta}_C^2(H) \right) \frac{4\pi^2 A}{\lambda^2} - g\mu_B H_{\text{int}}$$

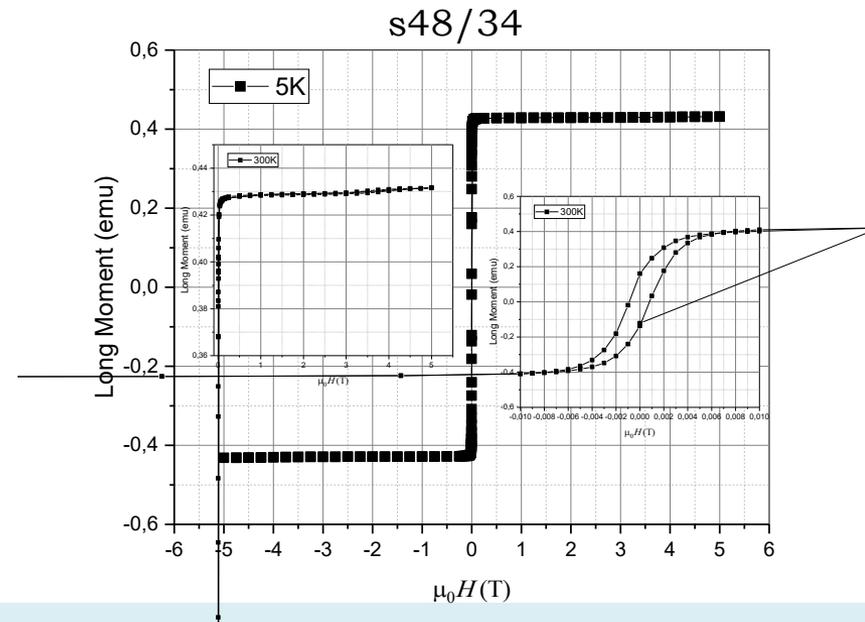
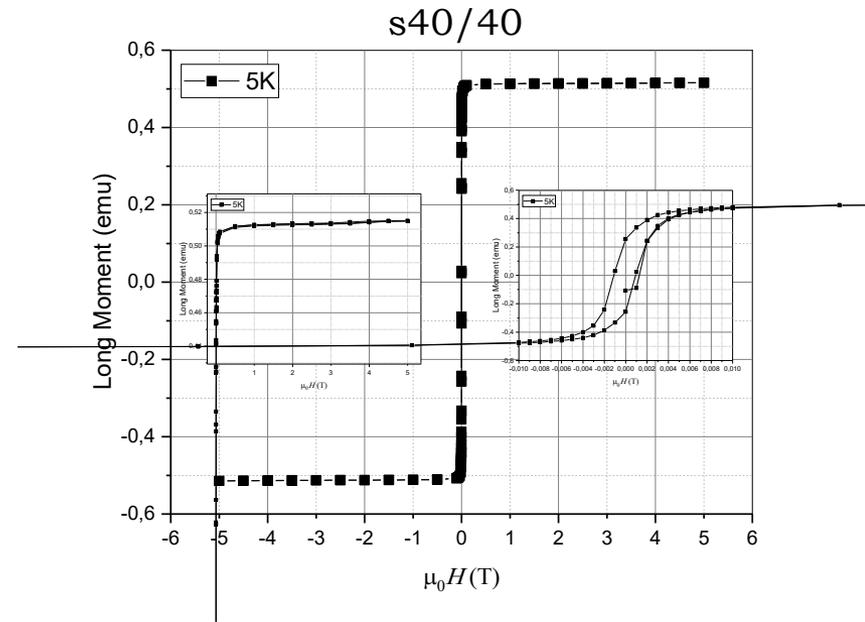
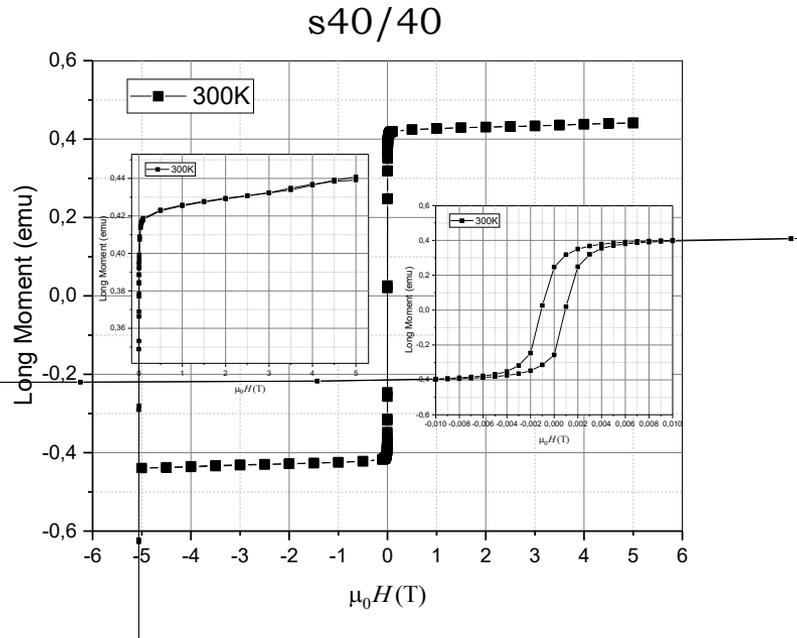
Образцы – аморфные
сплавы FeNi
40Fe40Ni14P6B (40/40)
48Fe34Ni18P (48/34)



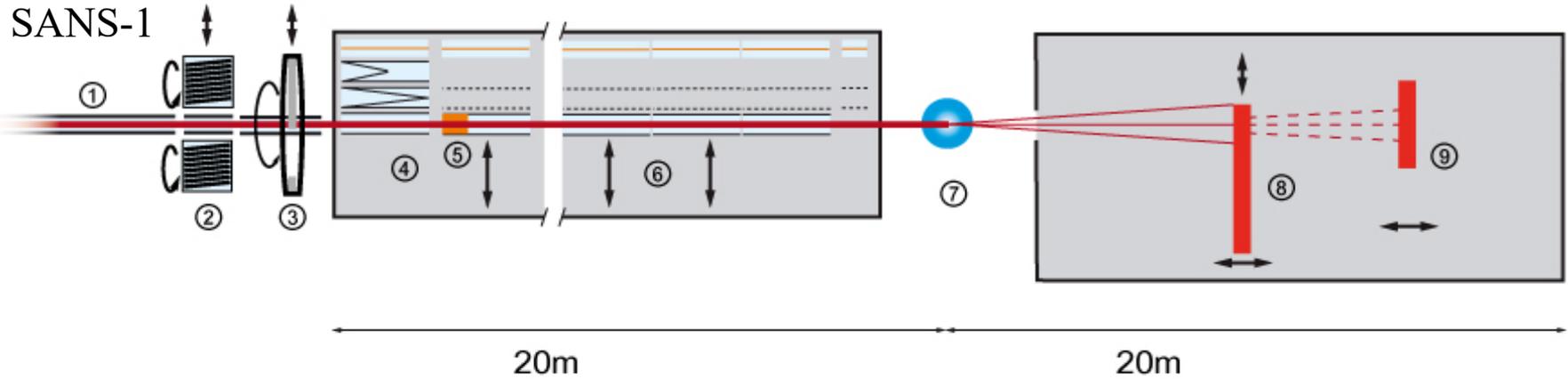
Аттестация аморфной
структуры методом РФА



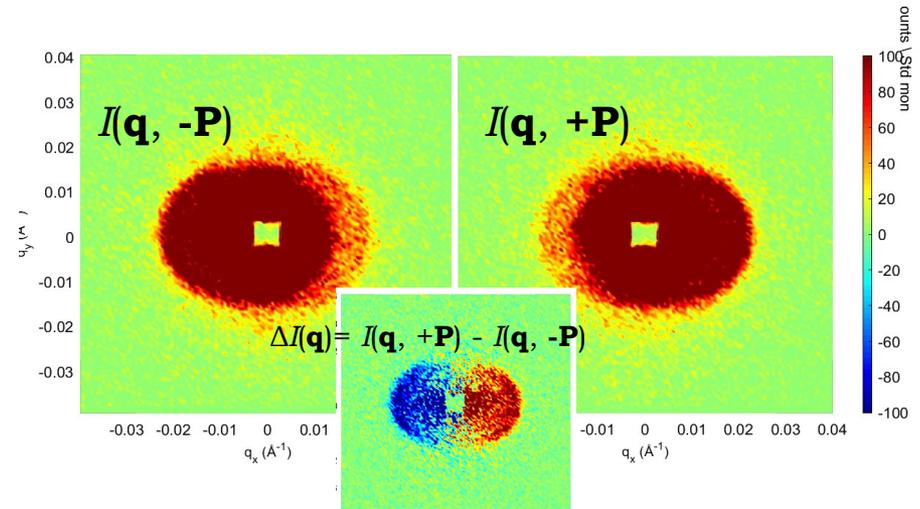
Макромагнитные измерения (СКВИД)

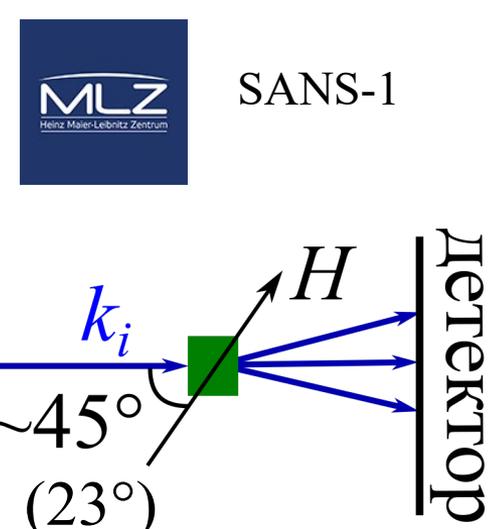
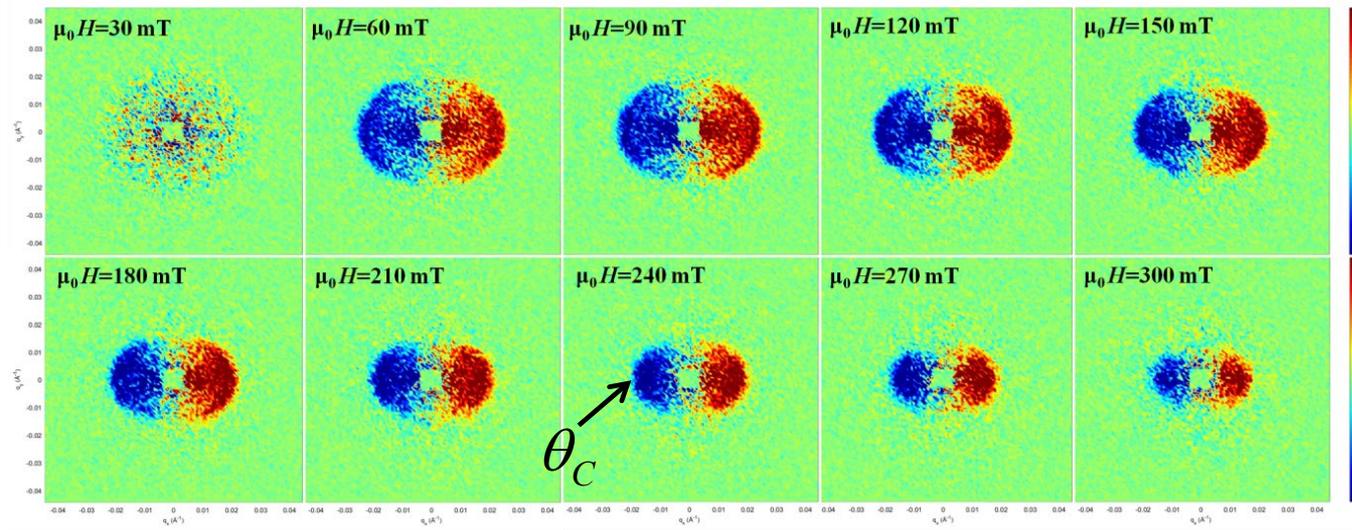


Поле намагничивания:
 S40/40
 $H_m = 10 \text{ mT}$ (300K)
 $H_m = 9 \text{ mT}$ (5K)
 S48/34
 $H_m = 9 \text{ mT}$ (5K)



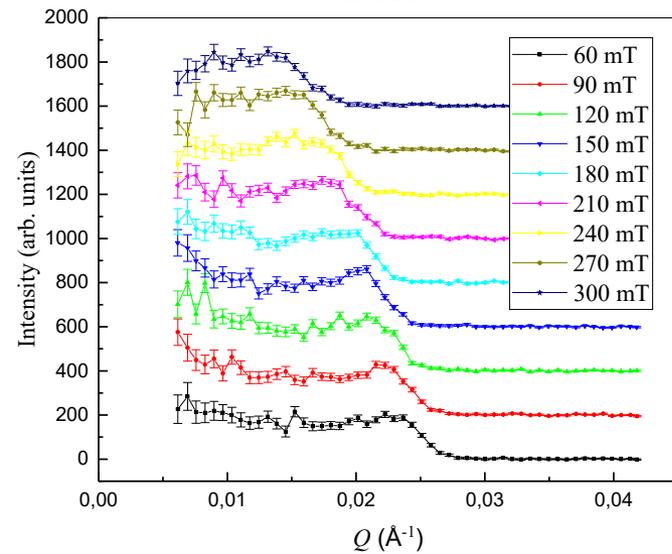
Technische Universität München





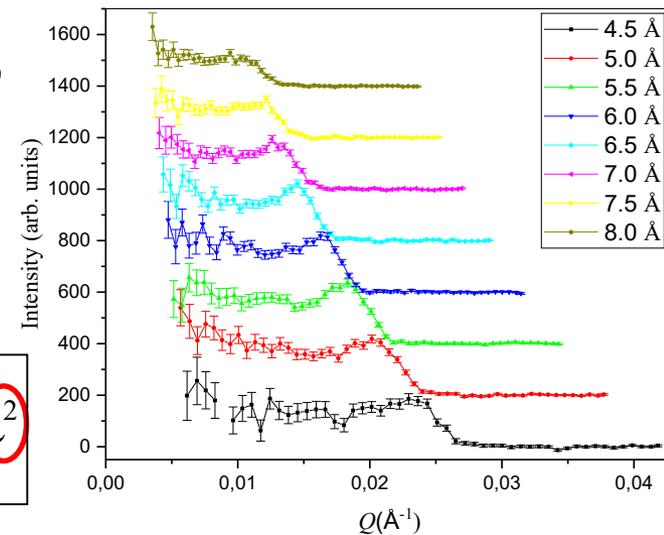
H-scan

λ-scan



$$E_q = Aq^2 + g\mu_B H + \delta\omega$$

$$\theta_C^2 = \frac{\hbar^4}{4m_n^2 A^2} - \frac{g\mu_B H + \Delta}{4\pi^2 A} \lambda^2$$

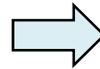


Лучший способ определить жесткость спиновых волн – лямбда-зависимость!

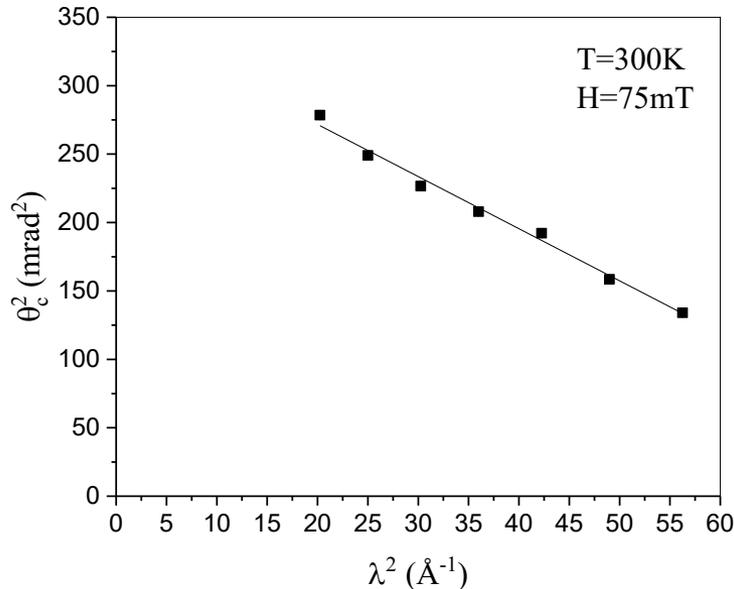
$$\theta_C^2 = \frac{\hbar^4}{4m_n^2 A^2} - \frac{g\mu_B H + \Delta}{4\pi^2 A} \lambda^2$$



$$\theta_C^2(\lambda^2) = c\lambda^2 + d$$

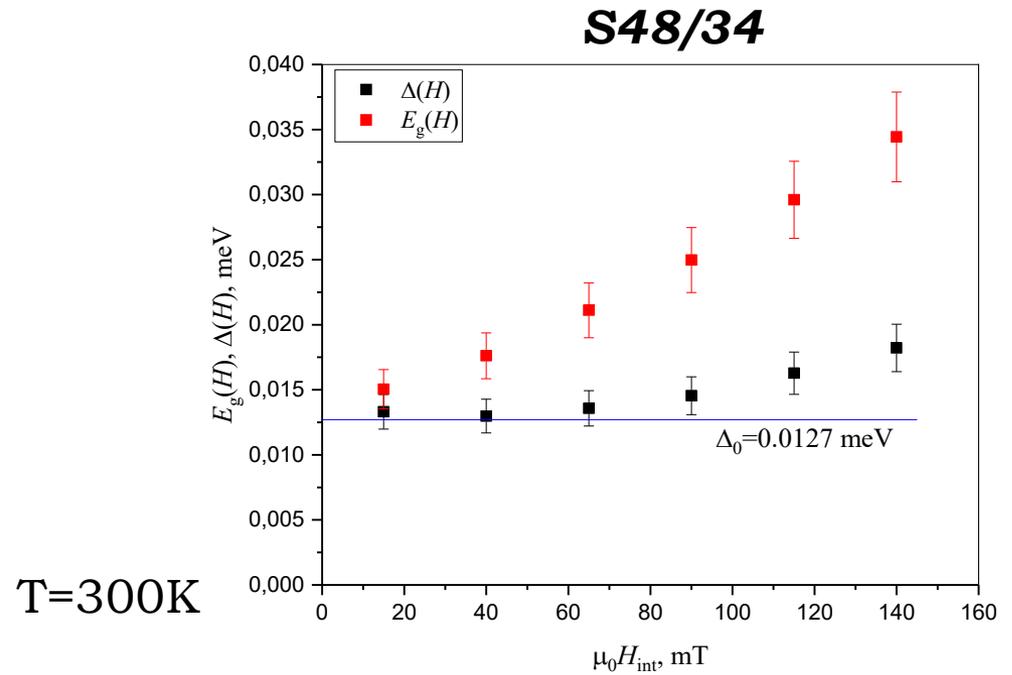
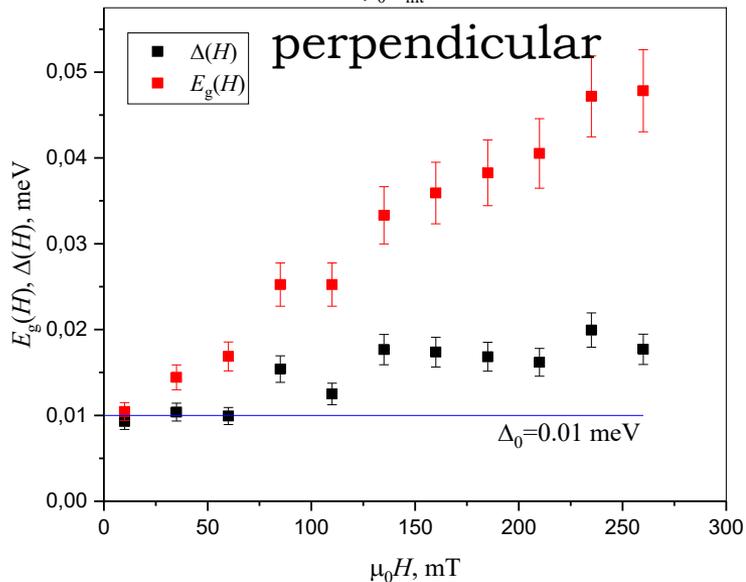
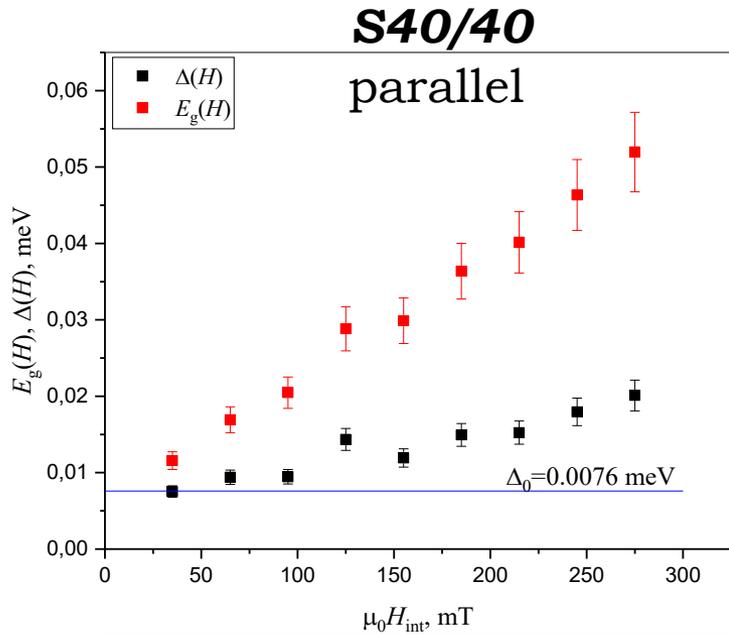


$$A = \frac{\hbar^2}{2m_n \sqrt{d}}$$



СВ жесткость A зависит только от:

- мировых констант \hbar и m_n
- свободного параметра в линейной зависимости d
- в таком определении жесткости присутствует минимально влияние внешних факторов и экспериментальных условий



T=300K

$$E_g = \Delta + g\mu_B H_{\text{int}} = \left(\frac{\hbar^4}{4m_n^2 A^2} - \tilde{\theta}_C^2(H) \right) \frac{4\pi^2 A}{\lambda^2}$$

$$\Delta = \left(\frac{\hbar^4}{4m_n^2 A^2} - \tilde{\theta}_C^2(H) \right) \frac{4\pi^2 A}{\lambda^2} - g\mu_B H_{\text{int}}$$

$$H_{\text{int}} \approx H - (H_{S(40)} - H_{S(1)})$$

S40/40

Параллельная ориентация:

$$A = 106 \pm 4 \text{ meV \AA}^2$$

$$\Delta_0 = 0.008 \pm 0.002 \text{ meV}$$

Перпендикулярная ориентация:

$$A = 106 \pm 4 \text{ meV \AA}^2$$

$$\Delta_0 = 0.010 \pm 0.002 \text{ meV}$$

S48/34

Параллельная ориентация:

$$A = 111 \pm 5 \text{ meV \AA}^2$$

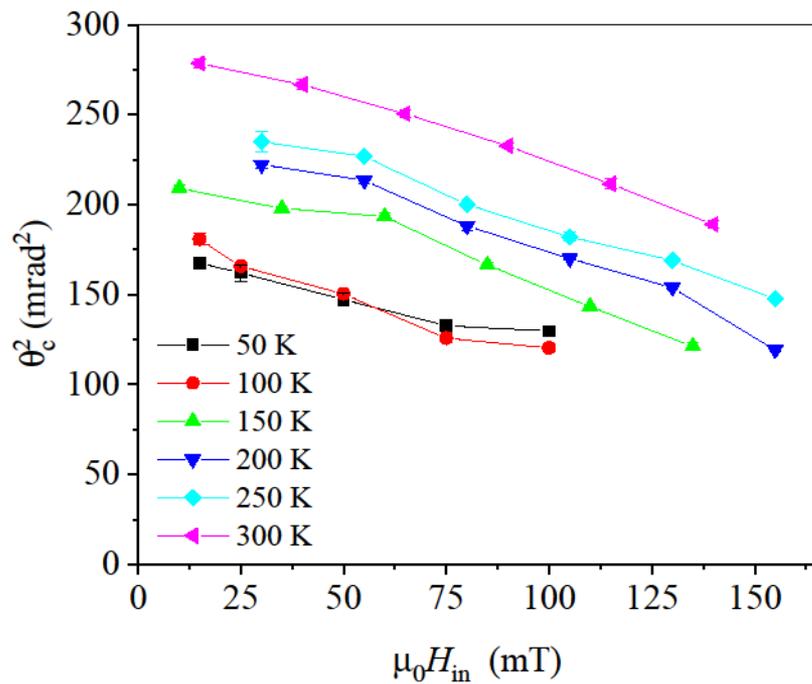
$$\Delta_0 = 0.013 \pm 0.002 \text{ meV}$$



Azarova L.A., et al. JAC (2023). DOI: [10.1107/S1600576722011207](https://doi.org/10.1107/S1600576722011207)

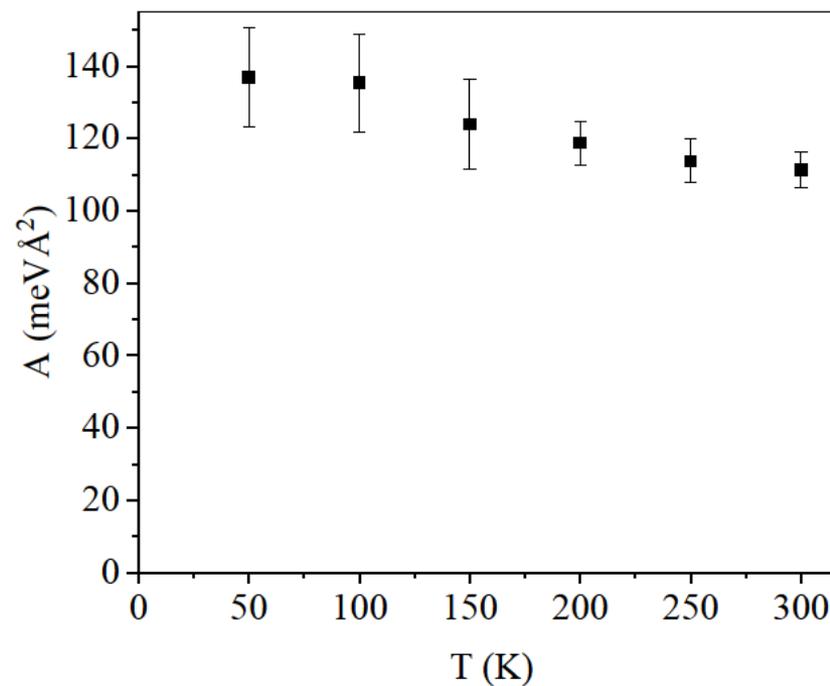
S48/34
perpendicular

Theta_c

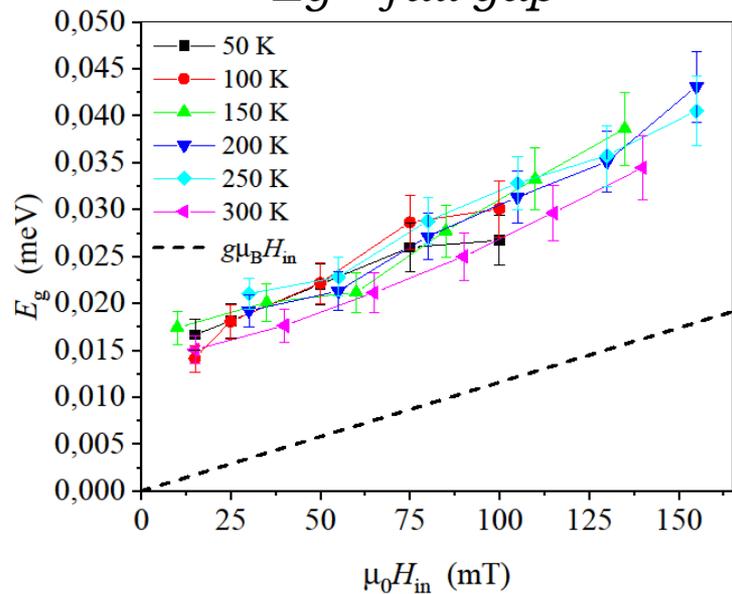


$T = 50 \div 300$ K

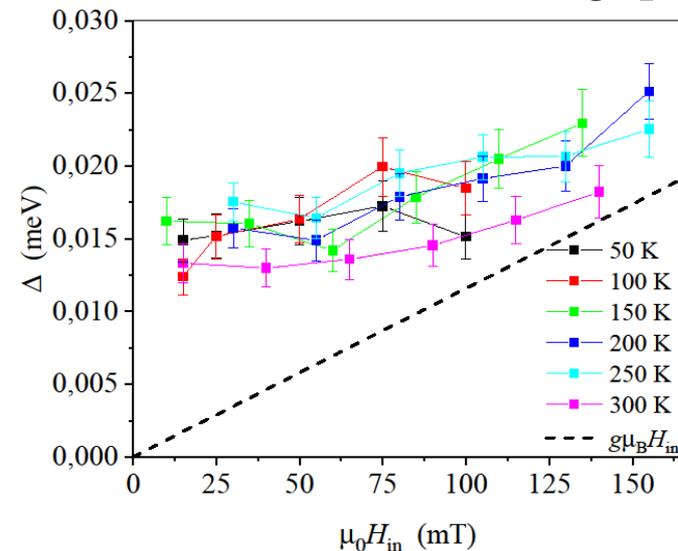
A - stiffness



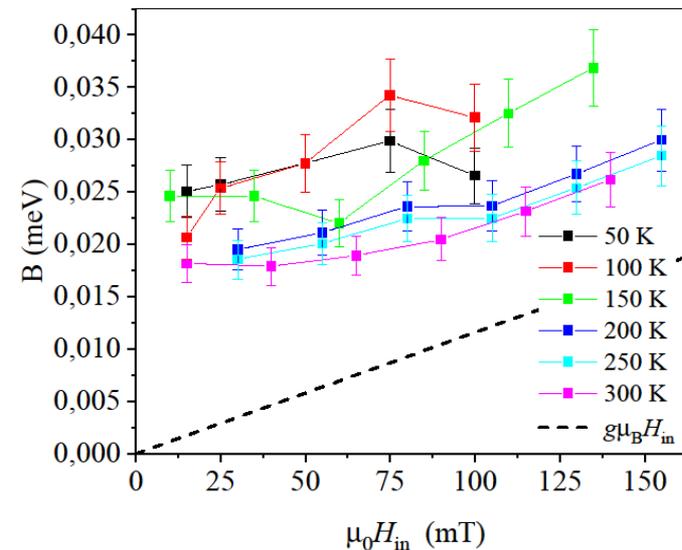
E_g – full gap



Δ - aniso correction in gap



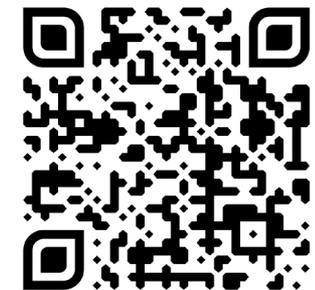
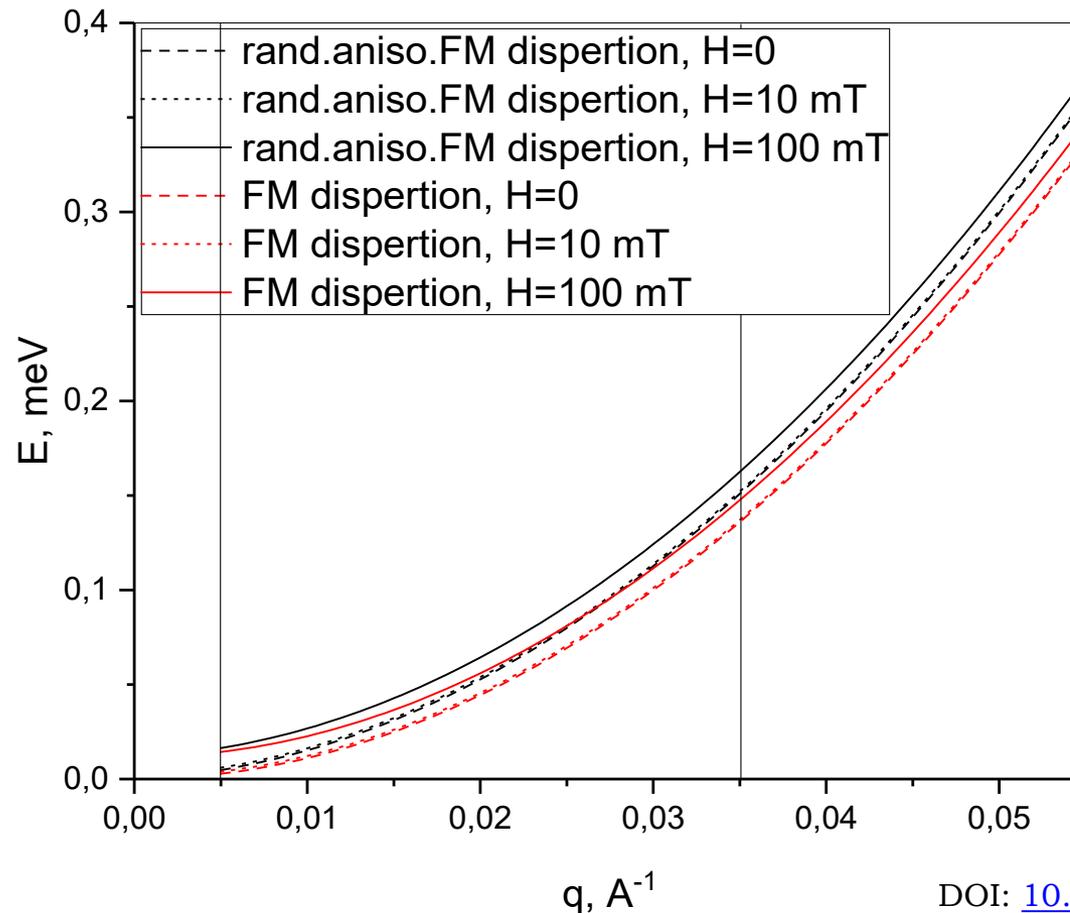
B – aniso coeff



T, K	$A, \text{meV } \text{\AA}^2$	Δ_0, meV	B, meV
50	137 ± 14	0.015 ± 0.002	0.025 ± 0.002
100	135 ± 14	0.013 ± 0.002	0.021 ± 0.002
150	124 ± 12	0.015 ± 0.002	0.024 ± 0.002
200	119 ± 8	0.015 ± 0.002	0.021 ± 0.002
250	114 ± 6	0.016 ± 0.002	0.019 ± 0.002
300	111 ± 5	0.013 ± 0.002	0.017 ± 0.002

Спектр спиновых волн в АФ
в приближении малых углов и
средних полей

$$E_q = q^2 \left(A + 8B \frac{1}{k_0} \right) + 4B \frac{q}{k_0} + g\mu_B H$$



DOI: [10.1134/S1063776123100059](https://doi.org/10.1134/S1063776123100059)

- Система описывается теорией, ключевым фактором которой является **случайная анизотропия**, а спектр спиновых волн имеет **линейную** по переданному импульсу **добавку**, которая в эксперименте МУРПН может быть учтена как эффективная энергетическая щель.
- Показано, что в процессе подобного эксперимента необходимо измерять как **зависимость от длины волны λ** (для определения жесткости СВ), так **и от магнитного поля H** (для определения щели).
- Показано, что из МУРН эксперимента можно получить некоторые параметры системы, такие как **жесткость спиновых волн A** , **поправка к спектру** в нулевом поле Δ_0 и величину B , которая связана с **константой случайной анизотропии**.
- При понижении температуры жесткость слабо **увеличивается** $A=110\div 140 \text{ meV}\text{\AA}^2$, поправка к спектру является **константой** $\Delta_0\approx 0.015 \text{ meV}$ (и слабо увеличивается с полем), а $B = 0.017\div 0.025 \text{ meV}$ **увеличивается** (и также растет с ростом поля).

- Григорьев С.В., ПИЯФ, СПбГУ
- Утесов О.И., ПИЯФ, СПбГУ
- Пшеничный К.А., ПИЯФ

- Andre Heinemann, HERIION, MLZ (Germany)
- Ахмед Елмекави, NRC, Egypt
- Мистонов А.А., TUD (Germany)
- Быков А., ПИЯФ



Спасибо за внимание!