



Измерение спин-волновой жёсткости и затухания в фрустрированном гелимагнетике $\text{Co}_8\text{Zn}_8\text{Mn}_4$.

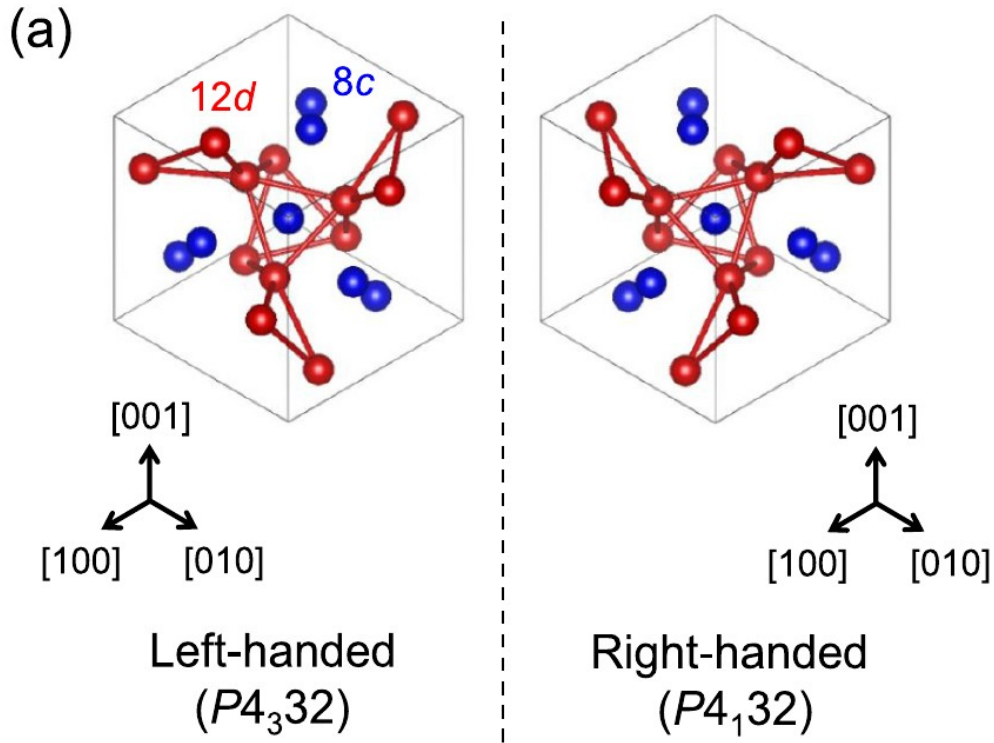
К. А. Пшеничный

В. А. Уклеев

О. И. Утесов

С.В. Григорьев

Соединение $\text{Co}_8\text{Zn}_8\text{Mn}_4$.



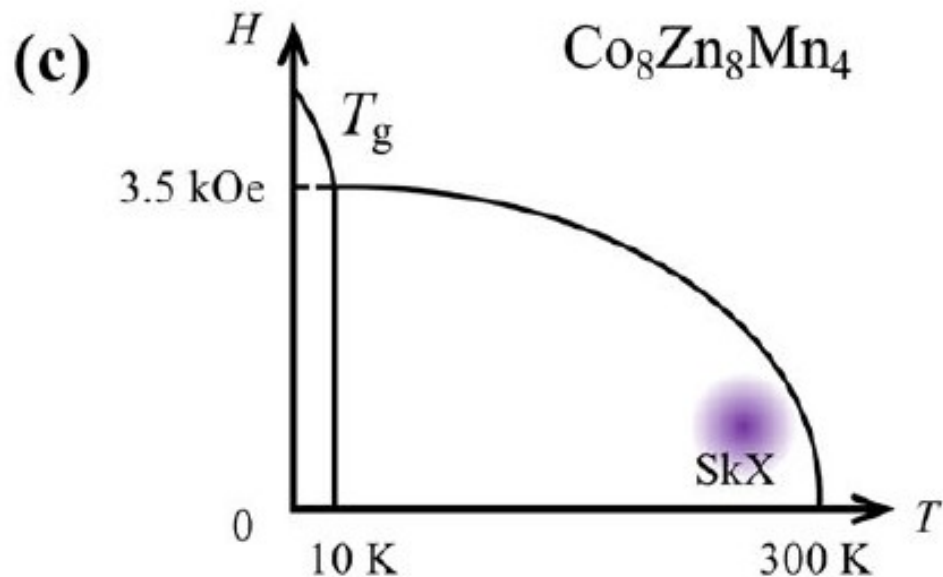
Киральный, нецентросимметричный магнетик
Обладает гиперкагоме (трехмерной треугольной решеткой)

Конкуренция ДМ, анизотропии и Зеемановской энергии.

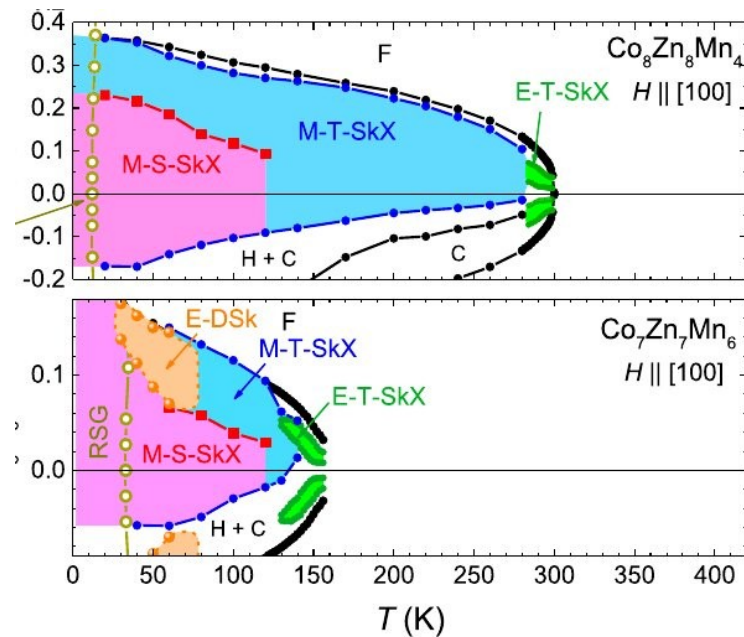
Существует два порядка:
Ближний на марганце (порядка элементарной ячейки) и спиральный порядок на кобальте.

K. Karube, J. S. White, V. Ukleev, C. D. Dewhurst, R. Cubitt, A. Kikkawa, Y. Tokunaga, H. M. Rønnow, Y. Tokura and Y. Taguchi PHYSICAL REVIEW B 102, 064408 (2020)

Фазовая диаграмма



Есть А-фаза в высоких температурах, а также состояние спинового стекла ниже 10 К.



K. Karube, J. S. White, V. Ukleev, C. D. Dewhurst, R. Cubitt, A. Kikkawa, Y. Tokunaga, H. M. Rønnow, Y. Tokura and Y. Taguchi PHYSICAL REVIEW B 102, 064408 (2020)

V. Ukleev, K. Karube, P. M. Derlet, C. N. Wang, H. Luetkens, D. Morikawa, A. Kikkawa, L. Mangin-Thro, et. al, npj Quantum Materials (2021) 40

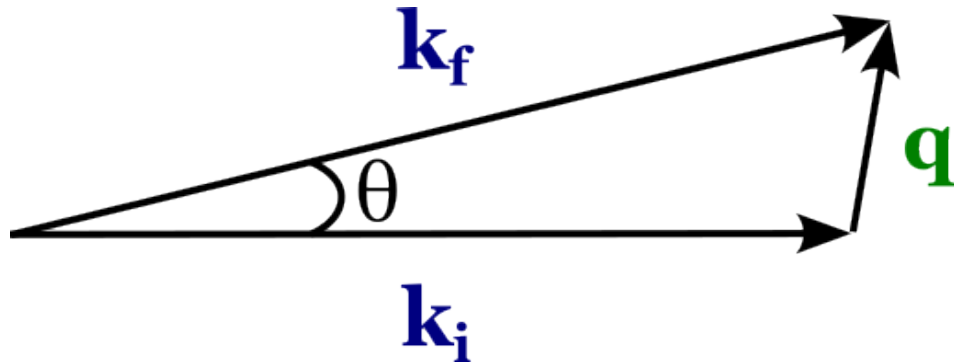
Методика измерения

Неупругое рассеяние в малоугловом пределе

$$\hbar\omega = E_i - \hbar^2(k_i - q_z)^2/2m_n, \quad \text{- энергия рассеянного нейтрона вдоль}$$

КОМПОНЕНТЫ z

$$\hbar\omega = \frac{2k_i q_z \hbar^2}{2m_n} - \frac{\hbar^2 q_z^2}{2m_n}.$$



$$\begin{cases} q_x = k_i \theta_x, \\ q_y = k_i \theta_y, \\ q_z = k_i \tilde{\omega}, \end{cases}$$

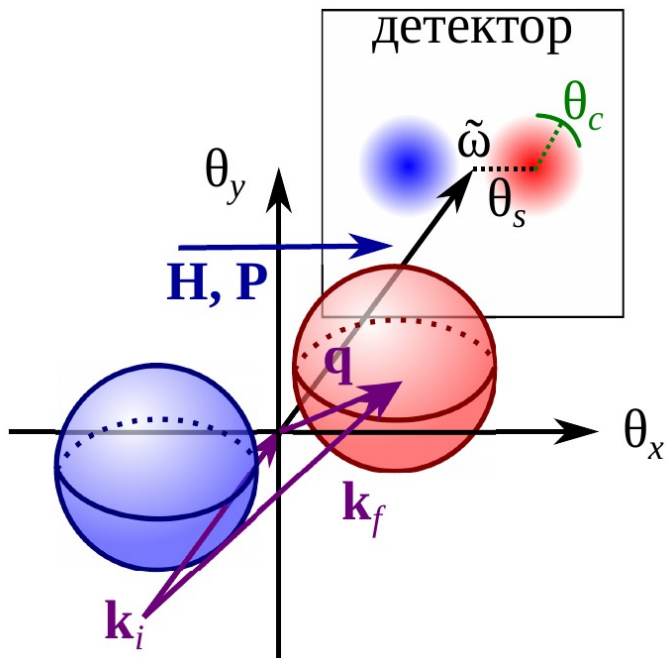
$$\tilde{\omega} = \hbar\omega/2E_i$$

Характеристики нейтрона после рассеяния не могут быть произвольными, а жёстко связаны с дисперсией спиновых волн исследуемой системы, поскольку совокупные энергия и импульс двух сталкивающихся частиц (нейтрона и магнона) должны сохраняться.

Рассеяние на магнонах

$$\varepsilon_q = A(\mathbf{q} - \mathbf{k}_s)^2 + g\mu_B(H - H_{c2}) \quad \leftarrow \begin{cases} q_x = k_i\theta_x, \\ q_y = k_i\theta_y, \\ q_z = k_i\tilde{\omega}, \end{cases}$$

$$\varepsilon_q = A \left\{ (k_i\theta_x - k_{sx})^2 + (k_i\theta_y - k_{sy})^2 + (k_i\tilde{\omega} - k_{sz})^2 \right\} + \Delta.$$



Удовлетворяя законам сохранения энергии:

$$\hbar\omega - \varepsilon_q = 0 \quad \hbar\omega + \varepsilon_q = 0$$

$$\theta_0 = \frac{E_n}{Ak_i^2} = \frac{\hbar^2}{2Am_n}, \quad \theta_{sx} = \frac{k_{sx}}{k_i}, \quad \theta_{sy} = \frac{k_{sy}}{k_i},$$

$$(\tilde{\omega} - \theta_0)^2 + (\theta_x - \theta_s)^2 + \theta_y^2 = \theta_c^2,$$

$$(\tilde{\omega} + \theta_0)^2 + (\theta_x + \theta_s)^2 + \theta_y^2 = \theta_c^2,$$

Интенсивность рассеяния

Интенсивность - интеграл сечения рассеяния по энергии

$$\Delta I \approx \int \frac{2k_B T}{\omega} \cdot \frac{\theta_x^2}{(\theta_x^2 + \theta_y^2 + \tilde{\omega}^2)} [\delta(\hbar\omega - \varepsilon_q) + \delta(\hbar\omega + \varepsilon_{-q})] d\omega,$$

Магнитное поле приложено вдоль оси x

$$\int G(\omega) \delta(F(\omega)) d\omega = \sum_j \frac{G(\omega_j)}{|F'(\omega_j)|},$$

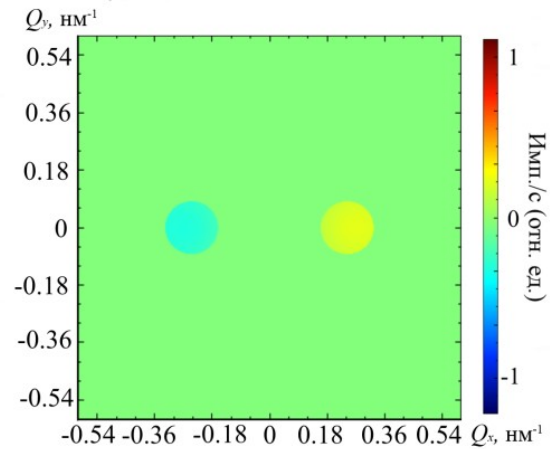
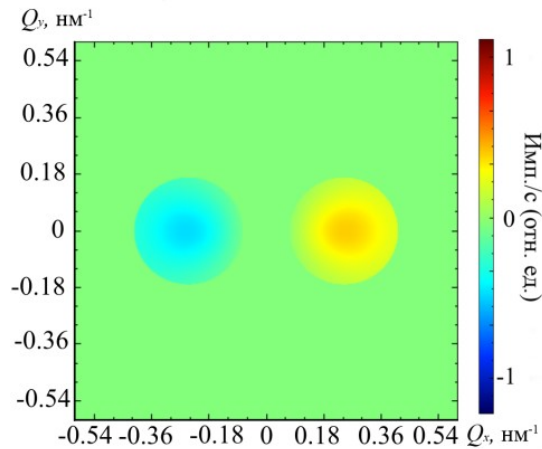
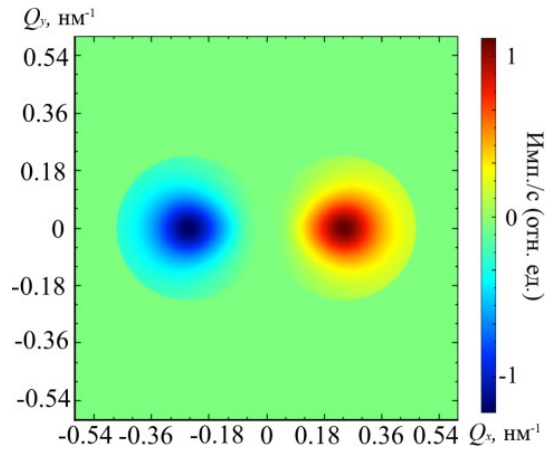
$$\Delta I \approx \frac{k_B T}{E_i} \frac{1}{|b_1|} \cdot \left[\frac{\theta_x^2}{(\theta_0 + b_1)(\theta^2 + (\theta_0 + b_1)^2)} + \frac{\theta_x^2}{(\theta_0 - b_1)(\theta^2 + (\theta_0 - b_1)^2)} \right] -$$
$$- \frac{k_B T}{E_i} \frac{1}{|b_2|} \cdot \left[\frac{\theta_x^2}{(\theta_0 + b_2)(\theta^2 - (\theta_0 + b_2)^2)} + \frac{\theta_x^2}{(\theta_0 - b_2)(\theta^2 - (\theta_0 - b_2)^2)} \right],$$

где:

$$b_1 = \sqrt{-\theta_y^2 - (\theta_x - \theta_s)^2 + \theta_c^2}$$

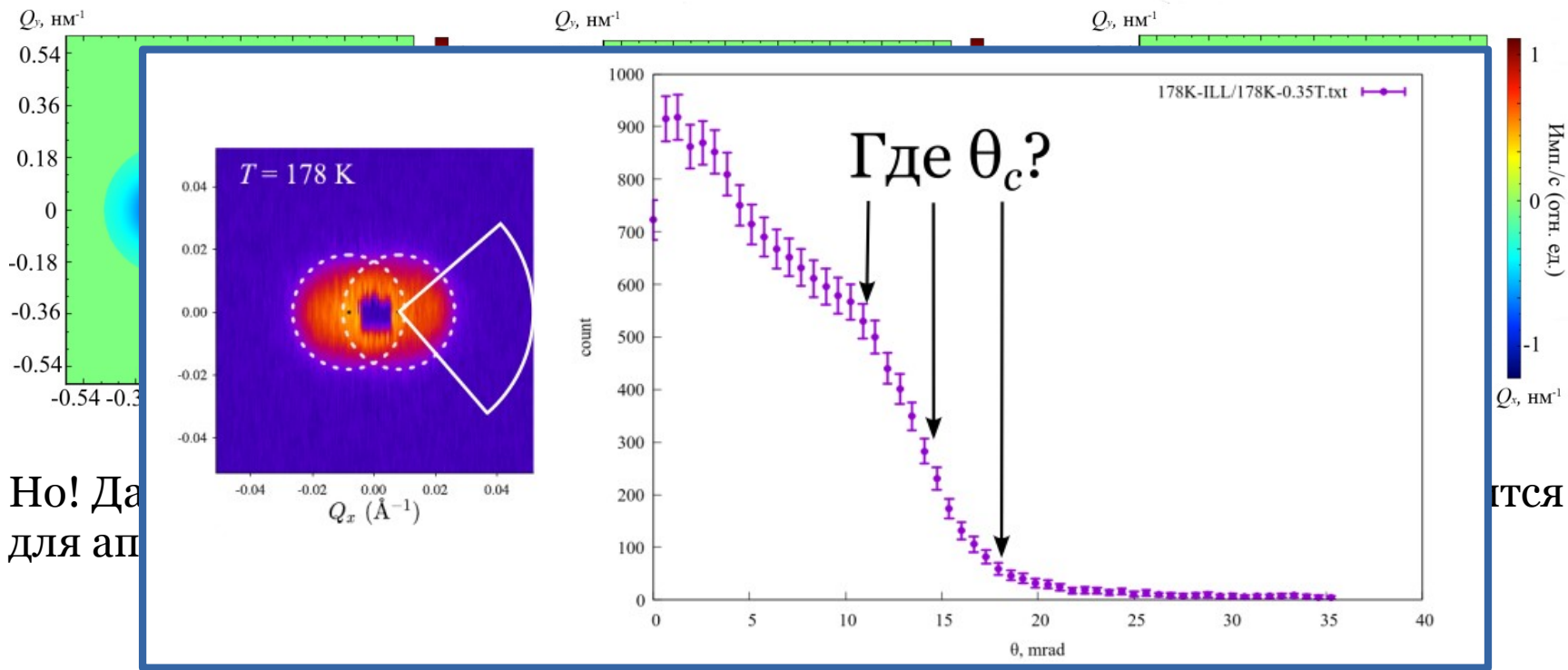
$$b_2 = \sqrt{-\theta_y^2 - (\theta_x + \theta_s)^2 + \theta_c^2}$$

Интенсивность рассеяния



Но! Данное выражение не учитывает затухание спиновых волн и не годится для аппроксимации экспериментальных данных

Интенсивность рассеяния



Но! Да
для ап

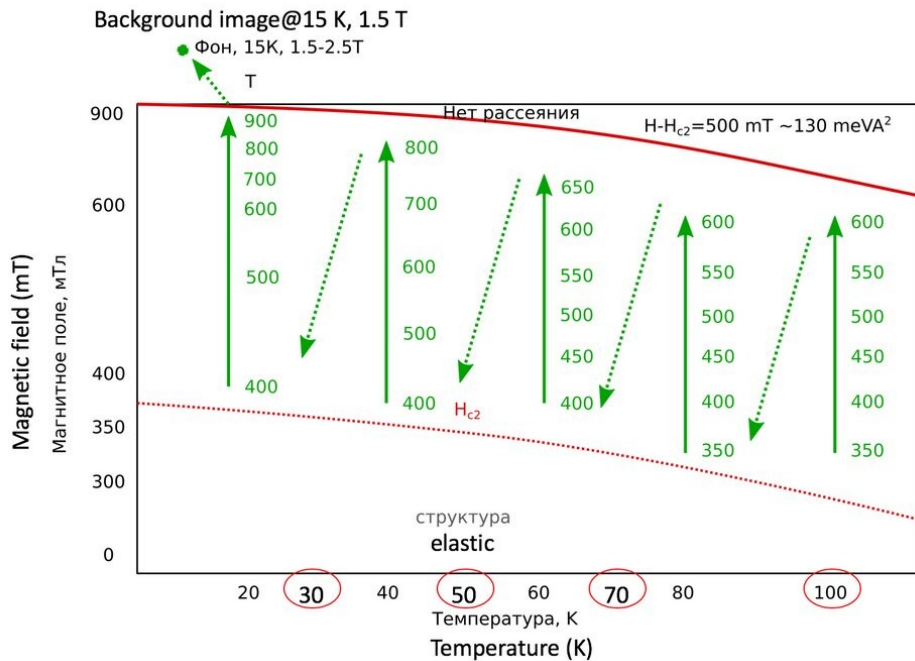
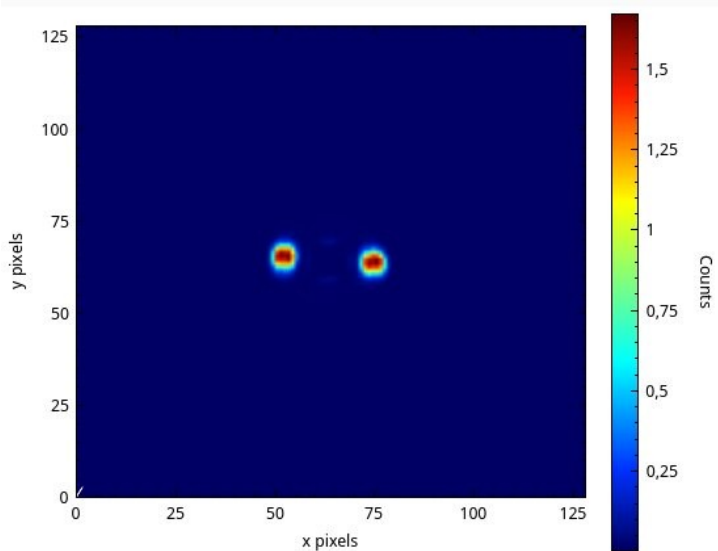
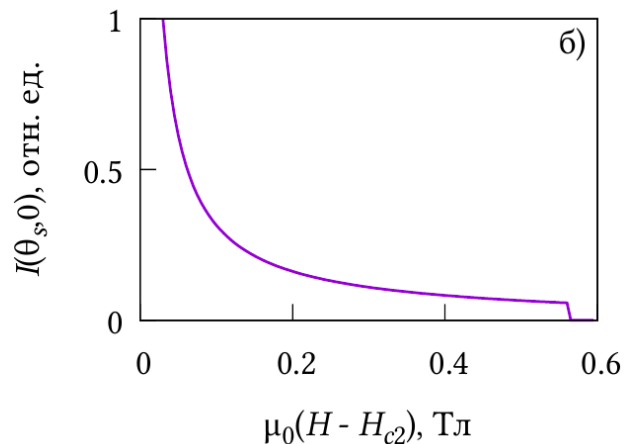
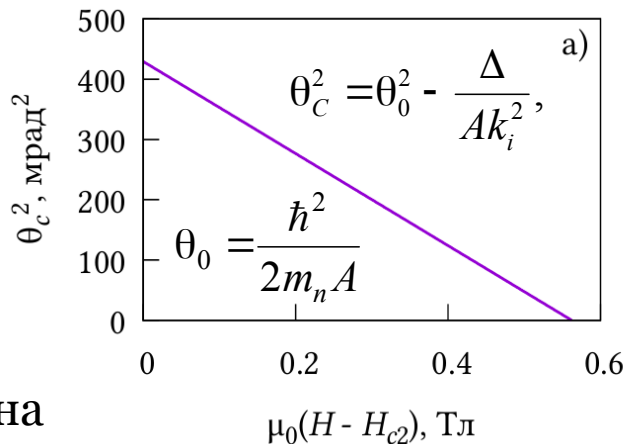
ГТСЯ

Проведение эксперимента

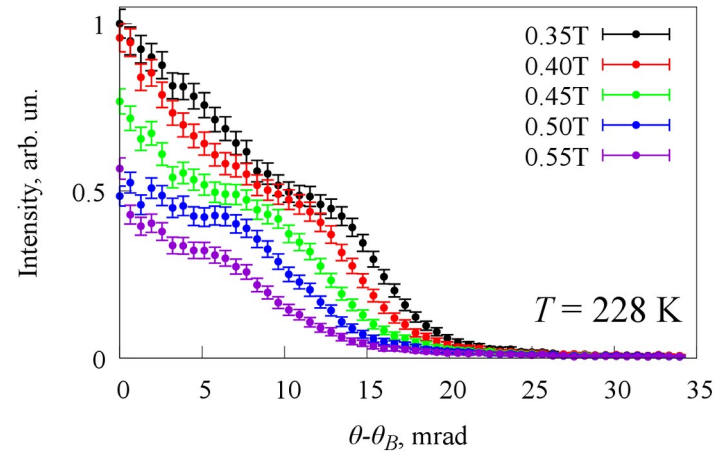
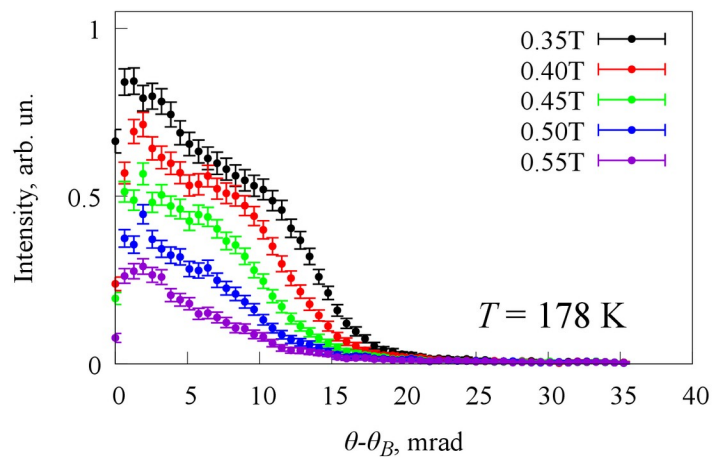
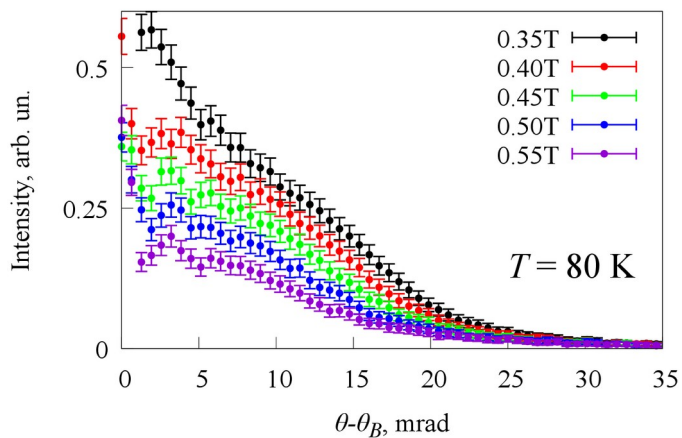
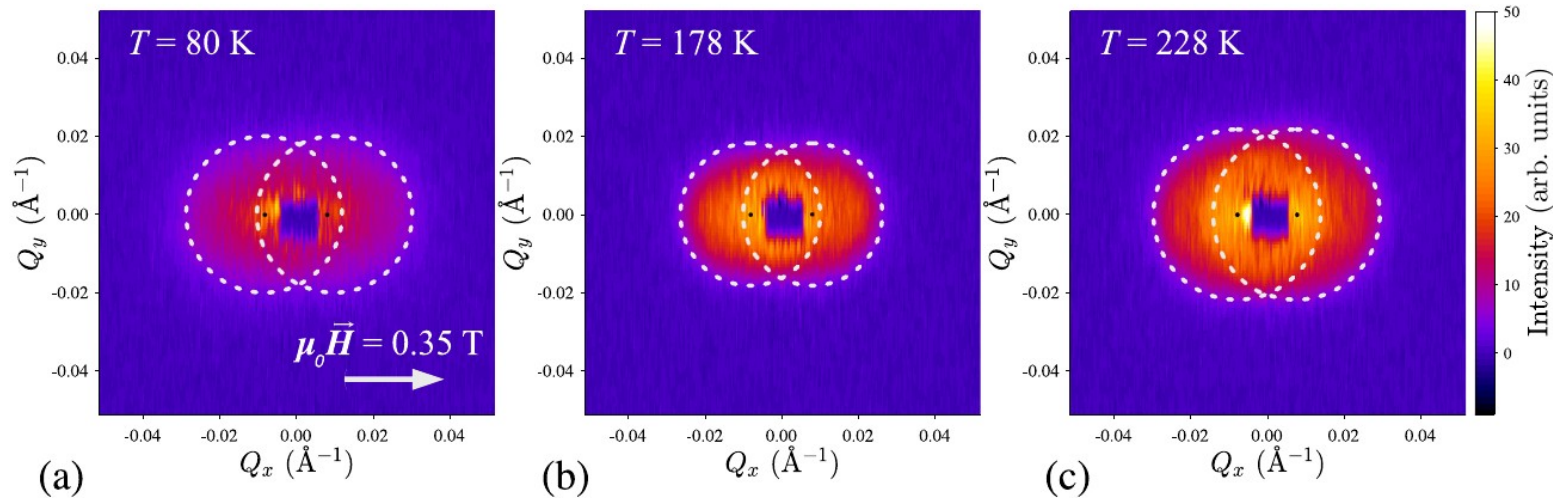
С чего начать?

1. Измерить вектор спирали и второе критическое поле

2. Используя модель Бака Йенсена оценить спин-волновую жёсткость



Неупругое рассеяние



Функция аппроксимации

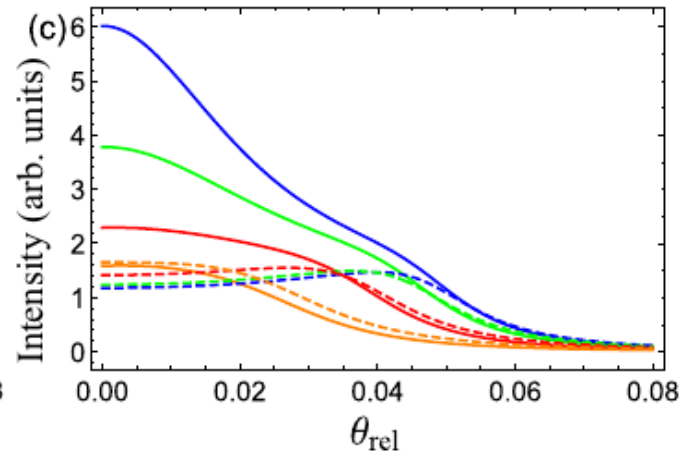
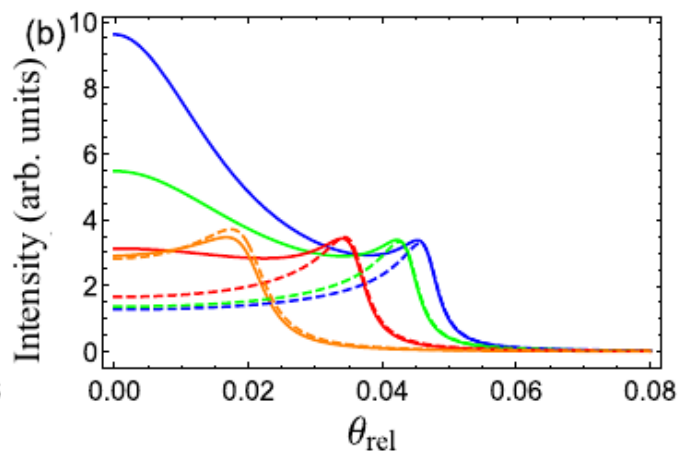
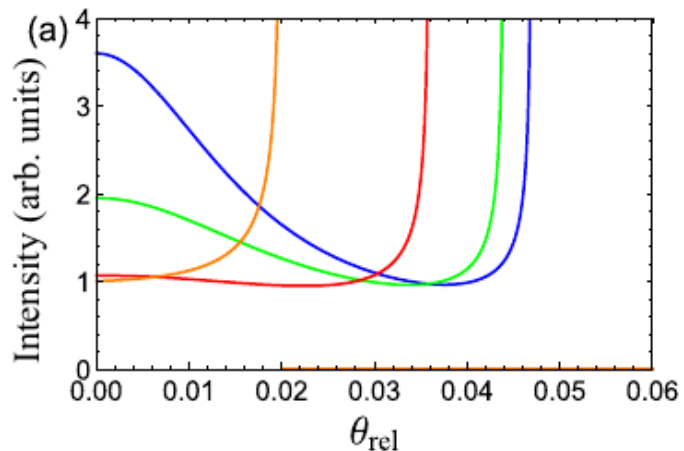
$$G(\omega, \mathbf{Q}) = \frac{1}{\omega - \epsilon_{\mathbf{Q}} + i\delta}$$

$$\delta(\omega - \epsilon_{\mathbf{Q}}) \rightarrow \frac{1}{\pi} \frac{\gamma_{\mathbf{Q}}}{(\omega - \epsilon_{\mathbf{Q}})^2 + \gamma_{\mathbf{Q}}^2},$$

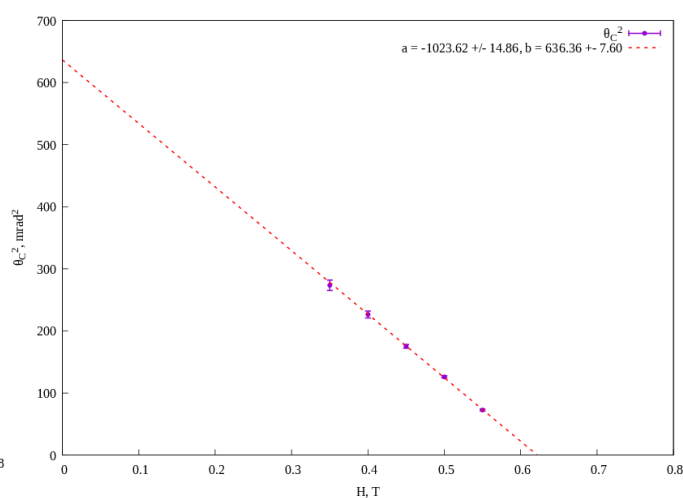
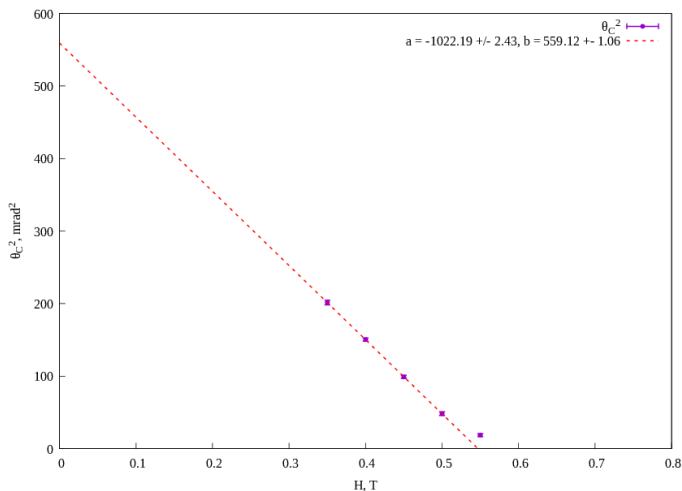
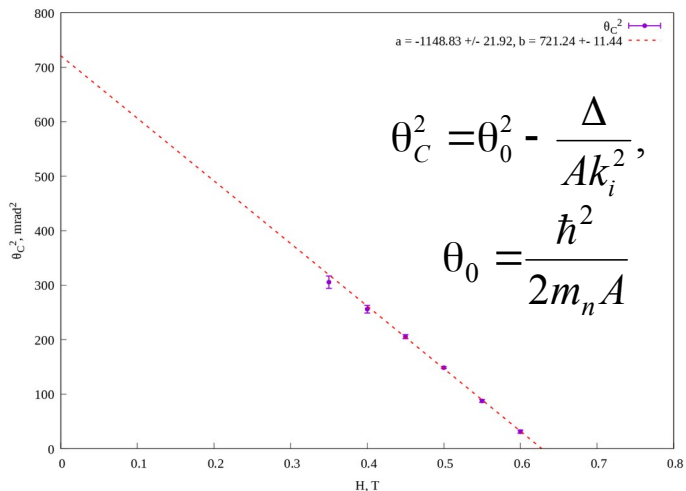
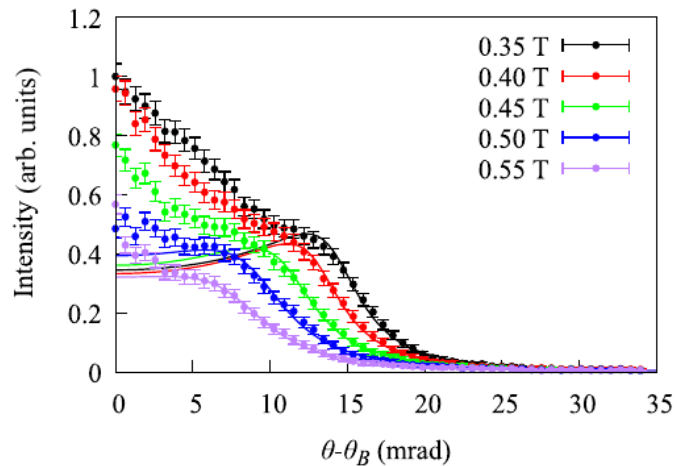
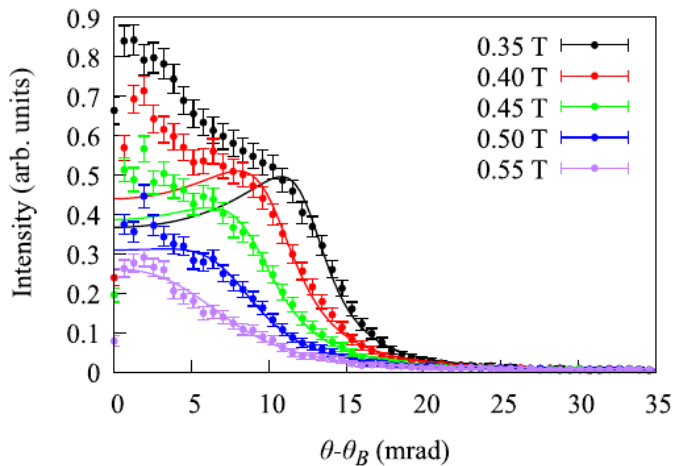
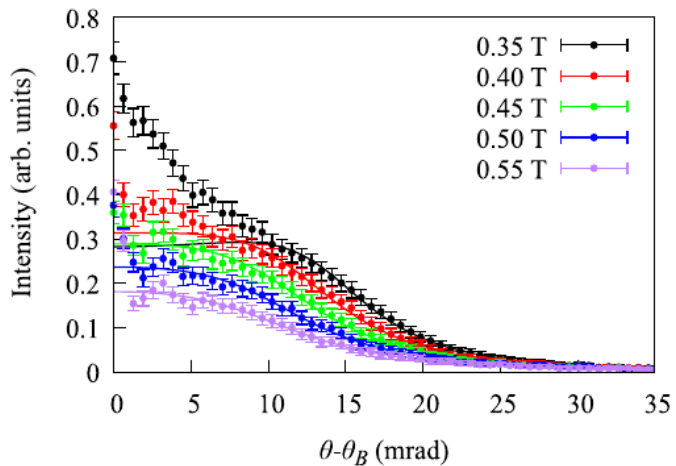
$$\delta(\omega + \epsilon_{-\mathbf{Q}}) \rightarrow \frac{1}{\pi} \frac{\gamma_{-\mathbf{Q}}}{(\omega - \epsilon_{-\mathbf{Q}})^2 + \gamma_{-\mathbf{Q}}^2}.$$

- В полностью поляризованном состоянии
Корреляционные функции поперечных компонент
спина в импульсном пространстве связаны с
простой магنونной функцией Грина

$$\sigma_{ch}(\theta_{rel}) \propto \text{Im} \frac{1}{\sqrt{\theta_{rel}^2 - \theta_C^2 - i\gamma_0}},$$



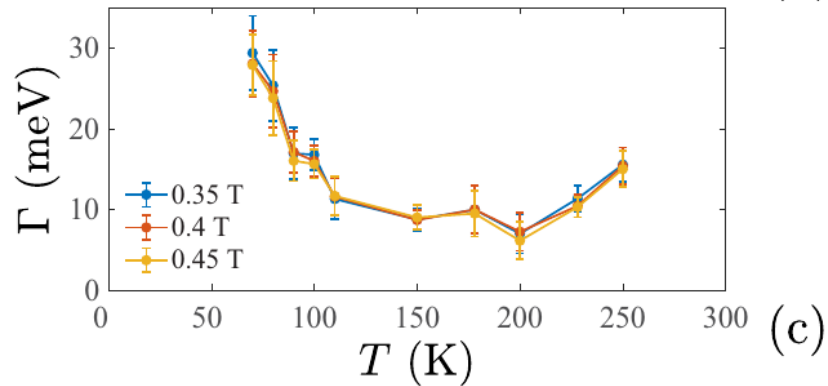
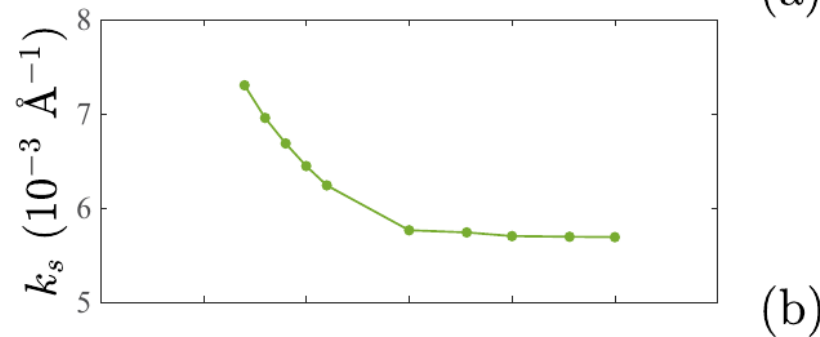
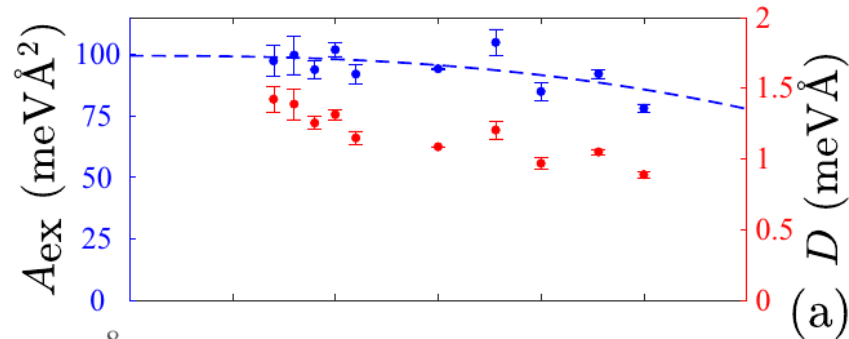
Функция аппроксимации



Результаты

1. Новая теоретическая модель для интенсивности, которая более строго учитывает эффект демпфирования и может быть дополнительно применена для извлечения более подробной информации из спектров спиновых волн других киральных гелимагнетиков.

2. Увеличение вектора спирали с понижением температуры может быть обусловлено сильной магнитокристаллической анизотропией или также может быть объяснено взаимодействием ДМ и фрустрированных обменов.



Спасибо за внимание!