

Рассеяние поляризованных
нейтронов на спиновых
волнах в
антиферромагнетиках.

Шевцова Я. А.

Спиновые волны

Спиновые волны – волны нарушений магнитной упорядоченности в ферро-, антиферро-, ферримагнетиках, киральных структурах. Спины атомов в этих веществах и связанные с ними магн. моменты в осн. состоянии упорядочены. Отклонение магн. момента от преимущественного направления не локализуется на атоме, а в виде волны распространяется в среде. Спиновые волны - элементарное возбуждение магн. системы в магнитоупорядоченной среде; квазичастицы, соответствующие спиновым волнам, называются магнонами. Существование спиновых волн в ферромагнетиках предсказано Ф. Блохом в 1930.

Спиновая волна, как и всякая волна в кристалле, характеризуется законом дисперсии – зависимостью ее частоты ω от квазиволнового вектора k . Энергия \mathcal{E} и квазиимпульс p магнона равны:

$$\mathcal{E} = \hbar\omega, \quad p = \hbar k.$$

Кристалл с N магнитными под решетками имеет n типов (ветвей, мод) спиновых волн с различными законами дисперсии

Спиновые волны в ферромагнетиках.

В основном состоянии простого ферромагнетика все спины параллельны ($T=0$ K). С повышением температуры его энергия возрастает за счет появления «перевернутых» спинов. Из-за обменного взаимодействия состояние с перевернутым магнитным моментом в одном из узлов решетки является энергетически невыгодным. Соседние спины стремятся вернуть «перевернутый» спин в исходное состояние. Обменное взаимодействие приводит к тому, что соседний спин переворачивается сам. По кристаллу пробегает волна переворотов спинов.

Возбуждения значительно меньшей энергии образуются в том случае, когда все спины поворачиваются лишь частично. Такая спиновая волна изображена на рисунке. Квант энергии спиновой волны – магнон. При повышении температуры число магнонов возрастает, а результирующий магнитный момент ферромагнетика уменьшается. При малой плотности магнонов их взаимодействием можно пренебречь – идеальный газ (подчиняется статистике Бозе-Эйнштейна).

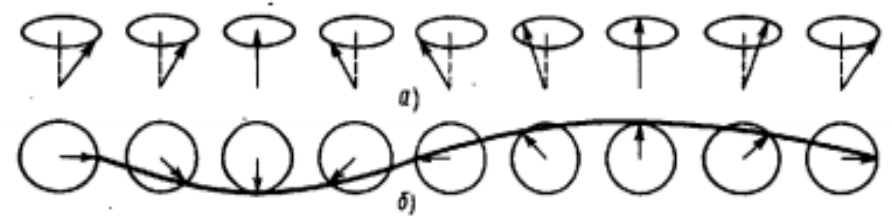


Рис. 10.12. Спиновая волна: *а* — вид цепочки спинов сбоку, *б* — вид сверху

Исходный гамильтониан спиновой системы в магнитном поле

$$\hat{H} = J \sum_{j,\delta} \vec{S}_j \cdot \vec{S}_{j+\delta} - g \mu_B H \sum_j S_j^z$$

здесь обменный интеграл $J < 0$ одинаков для всех соседей, H — внешнее магнитное поле, индекс δ соответствует суммированию по ближайшим соседям. Мы считаем, что набор входящих в суммирование соседей выбирается так, чтобы каждая связь учитывалась при суммировании по всей решётке единожды. Для простоты будем считать решётку простой, с одним атомом на элементарную ячейку.

Используя преобразование Гольдштейна-Примакова :

$$S_j^+ = \sqrt{2S} \sqrt{1 - \frac{a_j^+ a_j}{2S}} a_j$$

И сделав Фурье-преобразование:

$$b_{\vec{k}} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_j e^{i\vec{k}\vec{r}_j} a_j$$

$$S_j^- = \sqrt{2S} a_j^+ \sqrt{1 - \frac{a_j^+ a_j}{2S}}$$

$$b_{\vec{k}}^+ = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_j e^{-i\vec{k}\vec{r}_j} a_j^+$$

Можем получить выражение для спектра: $\omega_k = 2|J| \frac{S}{\hbar} (1 - \cos(ka)) + g \mu_B H$

Спиновые волны в антиферромагнетиках.

Дисперсионный закон для магнонов в АФ в одномерном случае легко получить соответствующей модификацией изложенного ранее вывода для ферромагнитной цепочки. Пусть спины с четными номерами, направленные вверх, составляют подрешетку А, а спины в узлах с нечетными номерами, направленные вниз, составляют подрешетку В. Снова ограничимся приближением ближайших соседей, обменный интеграл $J < 0$. Закон дисперсии для антиферромагнетика: $\hbar \omega = 2JS |\sin(ka)|$

В пределе зависимость можно считать линейной: $\omega = 2JS |ka|$.

В двухподрешеточном антиферромагнетике существуют две «поляризации» спиновых волн, соответствующие антиферромагнитным магнонам, распространяющимся по разным подрешеткам.

Получить сведения о поляризации спиновых волн позволяет рассеяние поляризованных нейтронов. Существует 2 основных метода. Суть первого состоит в следующем: образец находится в слабом ведущем магнитном поле, фиксирующем направление поляризации падающих нейтронов P_0 .

Измеряются сечения рассеяния с изменением поляризации (spin-flip scattering) и без изменения поляризации (non-spin-scattering).

Если принять направление ведущего поля за ось z, то имеются

2 вероятности n_+ n_- того, что спин до рассеяния направлен

Вдоль (n_+) и против (n_-) поля. Они связаны условием

нормировки: $n_+ + n_- = 1$, проекция вектора поляризации на ось

Z имеет вид

Имеются 4 сечения рассеяния: $\sigma_{++}, \sigma_{--}, \sigma_{+-}, \sigma_{-+}$

$$P_z = n_+ - n_-.$$

$$\sigma = \frac{1}{2}(\sigma_{++} + \sigma_{--} + \sigma_{-+} + \sigma_{+-}) + \frac{1}{2} P_0(\sigma_{++} + \sigma_{-+} - \sigma_{+-} - \sigma_{--}),$$

$$\sigma P_z = \frac{1}{2}(\sigma_{++} - \sigma_{--} + \sigma_{+-} - \sigma_{-+}) + \frac{1}{2} P_0(\sigma_{++} + \sigma_{--} - \sigma_{-+} - \sigma_{+-}).$$

Обычно зеемановская энергия нейтрона в поле

пренебрежимо мала по сравнению с его кинетической. Тогда: $\sigma_{++} = \sigma_{--} = \sigma_{\text{nsf}}$,

$$\sigma = \sigma_{\text{nsf}} + \sigma_{\text{sf}} + \frac{1}{2} P_0(\sigma_{-+} - \sigma_{+-}),$$

$$\sigma P_z = \frac{1}{2}(\sigma_{+-} - \sigma_{-+}) + \frac{1}{2} P_0(\sigma_{\text{nsf}} - \sigma_{\text{sf}})$$

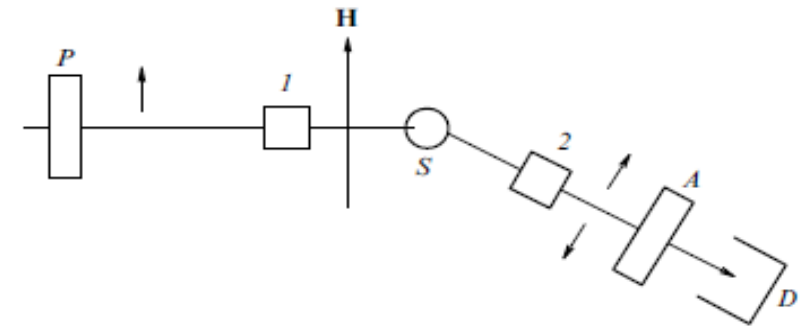


Рис. 1. Схема установки для линейной нейтронной поляриметрии: P — поляризатор, 1 и 2 — флипперы, меняющие направление поляризации на противоположное, S — образец, находящийся в магнитном поле H, A — анализатор, D — детектор. Стрелками показаны направление начальной поляризации P_0 и два возможных направления поляризации после рассеяния.

При рассеянии поляризованных нейтронов в магнетиках наибольшую информацию о свойствах магнитной системы можно получить, изучая не сечение рассеяния, а изменение вектора поляризации рассеянных в заданном направлении нейтронов.

Сечение является скаляром, а поляризация-аксиальным вектором. Поэтому сечение может зависеть от поляризации P_0 только при наличии в системе аксиального вектора. При этом же условии нейтроны могут поляризоваться при рассеянии. Недостатком линейной нейтронной поляризации является то, что невозможно отличить поворот вектора поляризации от изменения его длины. Поэтому был разработан метод трехмерного анализа поляризации.

При трехмерном анализе начальная поляризация нейтронов задается последовательно вдоль трех взаимно перпендикулярных направлений x , y и z , а затем после рассеяния на образце, находящемся в нулевом магнитном поле, измеряются все 3 компоненты вектора поляризации рассеянных нейтронов.

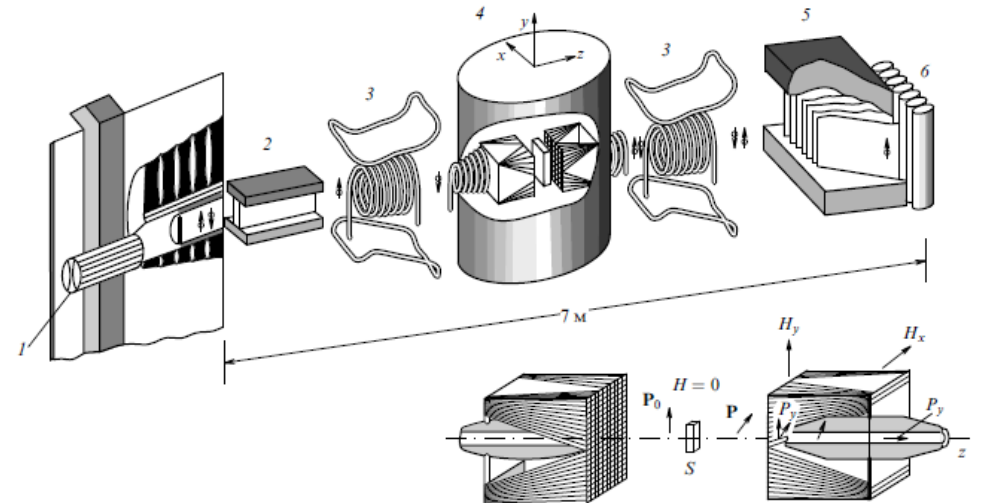


Рис. 2. Установка для трехмерного анализа поляризации при малоугловом рассеянии [9]: 1 — коллиматор, 2 — зеркальный поляризатор, 3 — флитеры, 4 — модуль "Вектор", 5 — двадцатиканальный зеркальный анализатор, 6 — детекторы. Внизу показаны задающий и анализирующий блоки модуля "Вектор", состоящие из взаимно перпендикулярных соленоидов прямоугольного сечения в случае измерения составляющей P_y поляризации (S — образец в нулевом поле).

Таким образом, определяется поляризационная матрица P_{fi} , где индексы «f» и «i», указывающие на конечную и начальную поляризации, пробегает значения x, y и z. В результате наряду с диагональными компонентами P_{xx} , P_{yy} , P_{zz} , измеряемыми при линейном анализе поляризации, определяются также недиагональные компоненты, описывающие поворот поляризации при рассеянии.

Недостаток: требует значительного времени измерения и больших интенсивностей нейтронных пучков. Поэтому он пока не использовался для неупругого рассеяния с измерением переданной энергии.

При рассеянии неполяризованных нейтронов в АФМ поляризация возникнуть не может (АФМ не характеризуется каким-либо псевдовектором, вдоль которого была бы направлена поляризация рассеянных нейтронов). При рассеянии поляризованных нейтронов в АФМ возможен поворот вектора поляризации.

Главное экспериментальное отличие между случаями ФМ и АФМ в том, что у АФ поляризация нейтронов и намагниченность решетки не обязаны иметь одно направление. Поляризация рассеянных нейтронов может быть неизменной, частично обратной или обратной в зависимости от экспериментальных условий.

Это можно продемонстрировать с помощью эксперимента на $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$. При комнатной температуре спины в ромбоэдрической базальной плоскости (111). В отсутствие внешнего поля нет выделенного направления в этой плоскости. Однако, при поле примерно 5 кОм в плоскости в основании все спины смотрят перпендикулярно полю.

Рисунок 12 показывает результаты поляризационного анализа низкоэнергетичных магнонов (5 мэВ) рядом с (111). На рисунке 12а поле приложено вертикально в (111) плоскости и достаточно сильно, чтобы вызвать единственную горизонтальную антиферромагнитную ось. Выбираем систему координат так, что $S_{\perp x} = 0$. Тогда спины будут направлены почти по y -оси и рассеяние спиновой волны будет вызвано зависимостью в z компоненте. Рассеяние спиновой волны будет тогда non-spin-flip, как и наблюдается. На 12б приложено слабое поле в том же направлении, достаточное, чтобы поддерживать поляризацию нейтронов в вертикальном направлении, но достаточно низкое, чтобы дать примерно случайную ориентацию спинов в (111) плоскости. Тогда имеем почти равные вклады в рассеяние спиновой волны y -компоненты (spin-flip) и z -компоненты (non-spin-flip), поэтому итоговая поляризация равна 0. Небольшое отклонение от этого значения на рисунке вызвано тем, что в какой-то степени ориентация спинов зависит от ненулевого поля. На рисунке 12с начальная поляризация направлена вдоль вектора рассеяния $S_{\perp z} = 0$ и наблюдается лишь спин-флип-рассеяние.

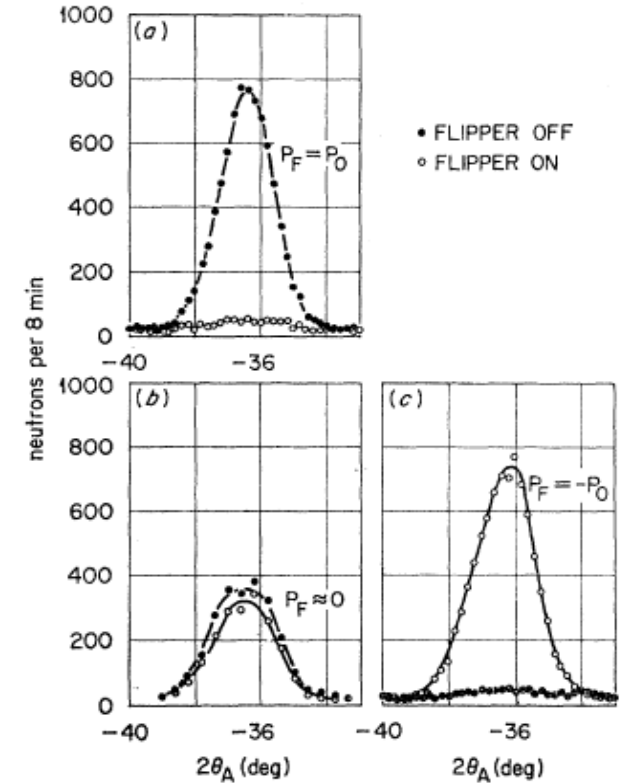


FIG. 12. Polarization analysis of spin-wave scattering by magnon creation in α -Fe₂O₃, $\Delta\theta = +10^\circ$ from (111). For (a), $\hat{K} \cdot \hat{P}_0 = 0$, $H = 9$ kOe. For (b), $\hat{K} \cdot \hat{P}_0 = 0$, $H \approx 0$. For (c), $\hat{K} \cdot \hat{P}_0 = 1$.

Итоговая поляризация нейтронов, рассеянных спиновыми волнами в антиферромагнетике модели Гейзенберга описывается формулой Изюмова и Малеева:

$$P = 2 \frac{\mathbf{P}_0' - \hat{K}'(\mathbf{P}_0 \cdot \hat{K}) + \hat{K}(\hat{K} \cdot \hat{m})(\mathbf{M} \cdot \hat{P}_0)}{1 + (\hat{K} \cdot \hat{m})^2} - \mathbf{P}_0$$

$$\mathbf{M} = \hat{m} - (\hat{m} \cdot \hat{K})\hat{K}.$$

Заключение

- Было дано общее представление о спиновых волнах
- Были описаны методы изучения поляризации рассеянных нейтронов
- Было дано общее представление об особенностях исследования антиферромагнетиков с помощью поляризованных нейтронов.