

О ВОЗМОЖНОСТИ ИССЛЕДОВАНИЯ ДИНАМИКИ ТРЕХСПИНОВЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ ВЫШЕ T_c МЕТОДОМ ПСЕВДОСЛУЧАЙНОЙ МОДУЛЯЦИИ ПОЛЯРИЗАЦИИ НЕЙТРОНОВ

А.Г.Гукасов, А.И.Окороков, Ф.Фужара ¹⁾, О.Шерн ¹⁾

В работе экспериментально наблюдались энергетические спектры тройных спиновых корреляций в Fe выше T_c в слабом магнитном поле. Полученные данные согласуются с предсказаниями гипотезы динамического подобия для тройной спиновой функции Грина $G^{(3)}(\omega)$.

В работах ^{1, 2} изучались тройные спиновые корреляции в железе выше T_c . Методика этих исследований основана на измерении асимметрии критического рассеяния поляризованных нейтронов, которая следует из общего выражения для интенсивности рассеяния $I(q)$ ³ в магнетике в слабом магнитном поле H :

$$I(q) = I_0 \int \frac{d\omega}{\omega} \frac{k'}{k} \text{Im} \{ G^{(2)}(q, \omega) + g \mu H(\mathbf{eh}) (\mathbf{eP}_0) G^{(3)}(q, \omega) \}, \quad (1)$$

¹⁾ Институт Лауэ-Ланжевена, Гренобль, Франция.

где $G^{(2)}$ и $G^{(3)}$ – парная и тройная функции Грина при $H=0$, $e = q q^{-1}$, $q = k' - k$, $\omega = E' - E$, k, k', E и E' – начальные и конечные значения импульсов и энергии нейтронов, $h = \hbar H^{-1}$, P_0 – начальная поляризация пучка. Асимметрию рассеяния вызывает зависящий от знака P_0 и угла ϕ между e и h ($\parallel P_0$) член с $G^{(3)}$, проинтегрированный по ω при данном $k\theta$, где θ – угол рассеяния. Асимметрия $P = \frac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-}$, где $I_+ = I(q, +P_0)$, $I_- = I(q, -P_0)$, была впервые обнаружена в эксперименте ⁴ и теоретически объяснена в ³. В работе ¹ исследовалась зависимость P от θ , ϕ , H и $\tau = (T - T_c)/T_c$ вблизи T_c , а в работе ² изучалось температурное поведение $\Delta I = I_+ - I_-$ в широкой области τ . Результаты экспериментов согласуются с теорией ³, но интерпретация интегральных зависимостей ΔI возможна только в асимптотических условиях по параметрам H , τ , $k\theta$, когда поддается вычислению интеграл (1) по ω . Более информативным представляется исследование энергетической зависимости $G^{(3)}(\omega)$. Однако из-за малой величины спин-зависимого слагаемого в (1) изучение $G^{(3)}(\omega)$ обычными спектрометрами затруднено. В то же время из выражения (1) следует, что искомым эффектом, связанный с $G^{(3)}$, дается разностью интенсивностей рассеяния с поляризацией P_0 и $-P_0$:

$$I_3(q, \omega) = I_+(q, \omega) - I_-(q, \omega) = 2I_0 \frac{1}{\omega k} (\mathbf{e} \cdot \mathbf{h})^2 \text{Im} G^{(3)}(q, \omega). \quad (2)$$

В этом случае можно использовать метод псевдослучайной модуляции поляризации (ПСМП), предложенный в ⁵, который как раз чувствителен к спин-зависимой части сечения рассеяния. Такой эксперимент был выполнен на образце из железа, и ниже мы приводим полученные результаты.

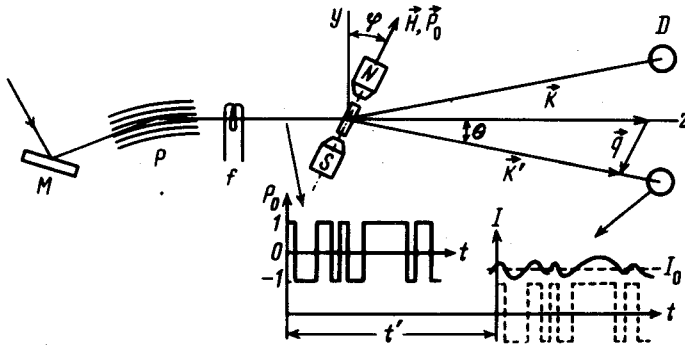


Рис.1. Схема эксперимента с ПСМП

Эксперимент ставился на установке D-7 высокопоточного реактора Института Лауэ-Ланжевена (Гренобль, Франция). Пучок нейтронов (рис.1.), отраженный от монохроматора (M) из пиролютитического графита, поляризовался многоселевым нейтронным волноводом (P) из суперзеркал и проходил через быстрый флиппер (f) ⁶, обеспечивающий модуляцию поляризации $P_0(t)$ по закону псевдослучайной последовательности с периодом L . Нейтроны рассеивались на образце, подмагниченном полем H в плоскости рассеяния под углом ϕ к оси y . Детекторами (D) регистрировались времяпролетные спектры $I(t)$ (рис.1). Анализатором поляризации служил образец, и модуляция $I(t)$ возникала из-за разности $\Delta I(t')$ сечений рассеяния нейтронов с поляризацией P_0 и $-P_0$. Спектр $\Delta I(t')$ извлекался из $I(t)$ вычислением кросс-

реляционной функции $K(t') = \frac{1}{L} \int_0^L I(t) P(t - t') dt$, равной с точностью до константы свертке искомого спектра $\Delta I(t')$ с функцией разрешения прибора $\Phi(t)$ ⁵:

$$K(t') = \frac{1}{2} \int \Phi(t - t') \Delta I(t) dt + \text{const}. \quad (3)$$

Затем времяпролетные спектры $K(t')$ пересчитывались в зависимости

$$K(\omega) \propto I_3(\omega) \propto \text{Im} G^{(3)}(\omega),$$

На рис.2 показаны типичные спектры $K(\omega)$, полученные в эксперименте. Видно, что $K(\omega)$ является нечетной функцией ω , как это и следует из теории³ для рассеяния на трехспиновых корреляциях. При этом нейтроны с положительным спиновым состоянием (I_+) теряют энергию, а с отрицательным (I_-) — приобретают. При $\phi = 0$ интегральные значения I_+ и I_- равны и интегральной асимметрии P не возникает ($P = 0$, рис.2, а). При $\phi \neq 0$ процессы рассеяния с потерей и приобретением энергии имеют разную вероятность за счет углового фактора $(e \hbar) (e P_0)$ (рис.2, б, в). Это видно из различия площадей под кривыми $K(\omega)$ при $\omega < 0$ и $\omega > 0$, которое и приводит к появлению ненулевого интегрального эффекта асимметрии $P \propto \int K(\omega) d\omega$, обнаруженного в⁴. Асимметрия P имеет разный знак при рассеянии на углы θ и $-\theta$ (рис.2 б, в). Все кривые рис.2 полностью подтверждают результаты работ^{3,1}.

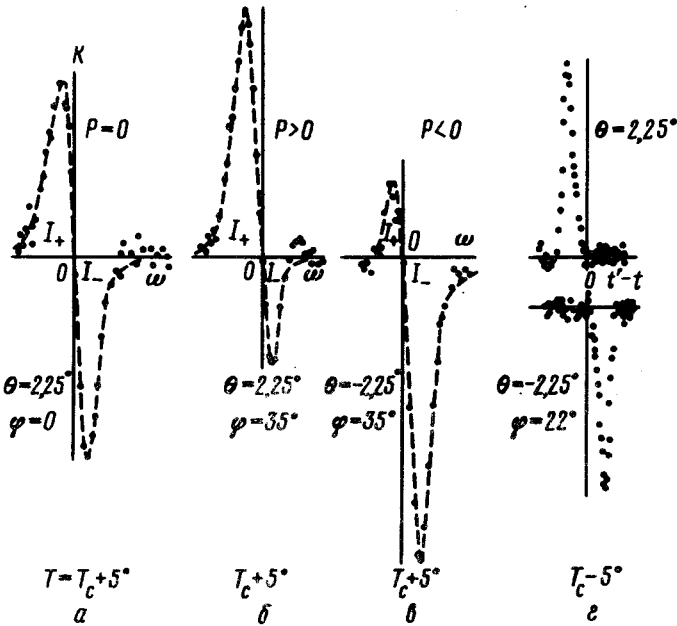


Рис.2. Кросскорреляционные функции $K(\omega)$ (а, б, в) и $K(t' - t)$ (г)

Следуя³, $\text{Im} G^{(3)}$ можно записать в виде

$$\text{Im} G^{(3)}(q, \omega) = \text{Im} [G^{(2)}(q, \omega)]^2 G^{(2)}(0, 0) \gamma_3(q, \omega, 0, 0), \quad (4)$$

где $\gamma_3 = q^{3/2} \psi$ — трехчастичная вершина взаимодействия, а ψ согласно гипотезе динамического подобия является однородной функцией аргументов q/κ и $\omega/\Gamma(q)$, где κ — обратный корреляционный радиус, $\Gamma(q) = C q^{5/2} f(\kappa/q)$ — характерная энергия флуктуаций, $f(\kappa/q)$ — функция подобия. В пределе $\omega \ll \Gamma(q)$ вершина γ_3 имеет вид $\gamma_3(q, \omega) = \frac{\omega}{\Gamma} q^{3/2} \gamma_0(\kappa/q)$.

Выделяя из $G^{(2)}(q, \omega)$, зависящую от ω часть в виде функции Лоренца $G^{(2)}(q, \omega) = G^{(2)}(q, 0) \frac{i\Gamma}{\omega + i\Gamma}$, можно привести формулу (2) к виду

$$I_3(\omega) = A(q, \kappa) \frac{\kappa'}{\kappa} \gamma_0(\kappa/q) [e(\omega) \hbar]^2 \frac{\omega \Gamma^2}{(\omega^2 + \Gamma^2)^2}, \quad (5)$$

что позволяет из сравнения (5) с экспериментальной кривой $K(\omega)$ определить характерную энергию Γ . Результаты подгонки экспериментальных данных для железа при $\tau =$

$\approx 3 \cdot 10^{-2}$ и $k\theta = 1,05 \cdot 10^{-1} \text{ \AA}^{-1}$ по формуле (5) в квазиупругом приближении $q \approx k\theta$ и с учетом функции приборного разрешения показаны на рис.3 (кривая 1). Зависимость $I_3(\omega)$ с параметрами, полученными из подгонки по методу наименьших квадратов, показана на рис.3 (кривая 2). Для характерной энергии получено значение $\Gamma = 240 \pm 20 \text{ мкэВ}$ ($Cf(k/q) = 74 (5) \text{ мэВ} \cdot \text{\AA}^{-5/2}$). Это находится в хорошем согласии с ранее полученными данными ⁷ на железе в тех же условиях ($\tau \approx 3 \cdot 10^{-2}$, $k\theta = 1 \cdot 10^{-1} \text{ \AA}^{-1}$) при исследовании неупругого рассеяния на парных корреляциях ($\Gamma_{G^{(2)}} \approx 230 \text{ мкэВ}$), что подтверждает справедливость использования гипотезы динамического подобия для трехспиновой функции Грина $G^{(3)}$.

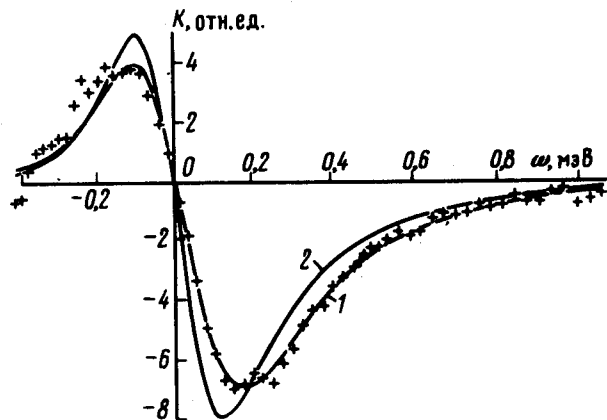


Рис.3. 1 – Экспериментальные значения $K(\omega)$ с подгонкой по МНК по формуле (5) и с функцией разрешения, 2 – $I_3(\omega)$ с параметрами из подгонки 1.

Таким образом, в работе впервые наблюдались спектры тройных спиновых корреляций, а использованный метод ПСМП позволил надежно выделить спин-зависимое неупругое рассеяние и исключить отмеченные выше недостатки интегральной методики. Метод ПСМП эффективен и при изучении спиновой динамики ниже T_c . На рис. 2, з приведены полученные нами спектры неупругого рассеяния на спиновых волнах в ферромагнитной фазе. В отличие от аналогичных работ ⁸ по исследованию спиновых волн, в использованной нами геометрии с $\phi \neq 0$ удается полностью разделить процессы с поглощением спиновой волны (верхняя кривая) и с испусканием (нижняя), которые проявляются при рассеянии, соответственно, на углы θ и $-\theta$, что исключает неопределенности при $\omega = 0$ ⁹ (подробнее об этом см. ¹⁰)

Литература

1. Окорочков А.И., Гукасов А.Г., Рунов В.В., Михайлова В.Е., Рот М. ЖЭТФ, 1981, 81, 1462.
2. Окорочков А.И., Гукасов А.Г., Слюсарь В.Н., Топерверг Б.П., Фужара Ф., Шерп О. Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, 269.
3. Лазута А.В., Малеев С.В., Топерверг Б.П. ЖЭТФ, 1981, 81, 1475.
4. Okorokov A.I., Gukasov A.G., Runov V.V., Roth M. Solid State Comm., 1981, 38, 583.
5. Mezei F., Pellionisz P. Nucl. Instr. Meth., 1972, 99, 613.
6. Badurek G. Nucl. Instr. Meth., 1981, 189, 543.
7. Mezei F. Phys. Rev. Lett., 1982, 49, 1096.
8. Motoya K., Nishi M., Ito Y., Mizoguchi T. J. Phys. Soc. Jap., 1980, 49, 115.
9. Shirane G., Axe J.D., Majkrzak C.F., Mizoguchi T. Phys. Rev. B, 1982, 26, 2575.
10. Топерверг Б.П. Письма в ЖЭТФ, данный номер, стр. 430.

Институт ядерной физики
им. Б.П.Константинова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
15 марта 1983 г.