Письма в ЖЭТФ, том 37, вып. 9, стр. 430 – 432 *5 мая 1983 г.*

ОБ ИССЛЕДОВАНИИ ДИНАМИКИ МАГНЕТИКОВ С ПОМОЩЬЮ РАССЕЯНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ

Б.П.Топерверг

Обсуждаются возможности использования измерений энергетического спектра зависящей от поляризации части сечения рассеяния нейтронов для изучения критической спиновой динамики и выяснения характера спиновых возбуждений в аморфных ферромагнетиках.

В последние годы для исследований спиновой динамики магнетиков стали широко применяться методы неупругого рассеяния поляризованных нейтронов (см. [1-5]) . Как правило, на эксперименте измеряется энергетический спектр разности сечений рассеяния нейтронов с начальной поляризацией $\mathbf{P}_0$, направленной по и против намагниченности образца $\mathbf{M}$. Такие эксперименты позволяют исключить вклад в рассеяние упругих каналов ядерного когерентного и некогерентного рассеяния и обладают целым рядом других достоинств.

Настоящее сообщение посвящено анализу экспериментальной ситуации работ [1-5], обсуждению полученных в них результатов и выяснению характера информации, которая может быть извлечена из измерений такого типа.

Прежде всего подчеркнем, что эта информация не идентична получаемой в традиционных опытах по неупругому рассеянию неполяризованных нейтронов. Действительно, в намагниченных образцах спиновая динамика определяется тремя независимыми компонентами тензора спиновых корреляций: двумя поперечными – симметричной $K^{(1)}_{jj'}(t) = \langle S^x_j(0) S^x_{j'}(t)\rangle = \langle S^y_j(0) S^y_{j'}(t)\rangle$ и антисимметричной $K^{3}_{jj'}(t) = -i\langle S^y_j(0)\, S^x_{j'}(t)\rangle = i\langle S^x_j(0)\, S^y_{j'}(t)\rangle$ и продольной $K^{(2)}_{jj'}(t) = \langle S^z_j(0) S^z_{j'}(t)\rangle$. В упорядоченных магнетиках при низких температурах продольная компонента мала, а две другие тривиально связаны между собой. В окрестности T_c , как и в случае сильно неупорядоченных магнетиков при произвольных T, это, вообще говоря, не так, и необходимо экспериментально исследовать все три компоненты тензора. Эксперименты с неполяризованными нейтронами могут дать информацию только о $K^{(1)}$ и $K^{(2)}$ (подробнее см. работу Малеева и автора [6]). В то же время обсуждаемая разность сечений поляризованных нейтронов связана с антисимметричной компонентой коррелятора $K^{(3)}_{\mathbf{q},\omega} = -\frac{1}{4}[\langle S^+S^-\rangle_{\mathbf{q},\omega} - \langle S^-S^+\rangle_{\mathbf{q},\omega}]$ соотношением

$$\Delta_{\mathbf{q},\omega} = \frac{1}{2}\left\{\frac{d^2\sigma(P_0)}{d\Omega d\omega} - \frac{d^2\sigma(-P_0)}{d\Omega d\omega}\right\} = \frac{1}{2\pi}\frac{K'}{K}P_0\,\{\,2(r_0\gamma)^2 F^2_{\mathbf{q}}(\mathbf{em})^2 K^{(3)}_{\mathbf{q},\omega} -$$

$$- (r_0\gamma)\frac{\bar{A}}{2\pi}F_{\mathbf{q}}\langle S(T)\rangle(\Phi_{\mathbf{q},\omega} + \Phi_{-\mathbf{q},-\omega})\,[\,1-(\mathbf{em})^2]\,\}\,. \qquad (1)$$

Здесь $\mathbf{k}$ и $\mathbf{k}'$ – импульсы падающих и рассеянных нейтронов, r_0 – классический радиус электрона, $\gamma \approx -1{,}9$, $F_{\mathbf{q}}$ – атомный спиновый формфактор, $\mathbf{e} = \mathbf{q}q^{-1}$, $\mathbf{q} = \mathbf{k}' - \mathbf{k}$, $\mathbf{m} = \mathbf{M}M^{-1}$, $\omega = E' - E$ – переданная энергия, $\bar{A}$ – амплитуда когерентного ядерного рассеяния. В формуле (1) первое слагаемое отвечает магнитному рассеянию, а второе – интерференции его с ядерным; соответствующий структурный фактор в (1) имеет вид

$$\Phi_{\mathbf{q},\omega} = \frac{N}{V}\int d\mathbf{r}_{lj}\,dt\,W(\mathbf{r}_{lj})\langle e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}_{lj}(t)}\rangle e^{i\omega t}, \qquad (2)$$

где $\mathbf{r}_{lj} = \mathbf{R}_l(0) - \mathbf{R}_j(t)$, $\mathbf{R}_j$ – координаты ядер магнитных, а $\mathbf{R}_l$ – немагнитных атомов,

$W(\mathbf{r}_{lj})$ – функция распределения ядерной плотности. $K^{(3)}_{\mathbf{q}\omega}$ определяется формулами

$$K^{(3)}_{\mathbf{q},\,\omega} = -\frac{1}{4}\left[K^{+-}_{\mathbf{q},\,\omega} - K^{-+}_{\mathbf{q},\,\omega}\right] = -n(-\omega)\,\mathrm{Im}\,G^{(3)}_{\mathbf{q},\,\omega}\,, \tag{3}$$

$$K^{\alpha\beta}_{\mathbf{q},\,\omega} = \frac{N}{V}\int d\mathbf{r}_{jj'}\,dt\,W(\mathbf{r}_{jj'}) < S^{\alpha}_{j}(0)\,S^{\beta}_{j'}(t)\,e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}_{jj'}} > e^{i\omega t}\,,$$

где $n(\omega) = [\exp\frac{\omega}{T} - 1]^{-1}$, функция $\mathrm{Im}\,G^{(3)}_{\mathbf{q},\,\omega} = -\frac{1}{4}\mathrm{Im}[G^{+-}_{\mathbf{q},\,\omega} - G^{-+}_{\mathbf{q},\,\omega}]$ ($G^{\alpha\beta}$ – спиновые функции Грина) четна по ω. Поэтому при $\omega \ll T$ функция $K^{(3)}_{\mathbf{q},\,\omega}$ нечетна.

В работе [1] исследовалась величина $\Delta_{\mathbf{q},\,\omega}$ при малоугловом критическом рассеянии в железе, находящемся в магнитном поле. В условиях [1] вторым слагаемым в формуле (1) можно пренебречь, так как $< S(T) >$ вблизи T_c в слабом поле мало, а спиновые корреляторы (3), наоборот, велики. При этом из экспериментальных данных непосредственно извлекается величина $K^{(3)}_{\mathbf{q},\,\omega}$. Выше T_c в слабых полях данные [1] особенно интересны, так как согласно [7], в этом случае $\Delta_{\mathbf{q},\,\omega}$ пропорциональна тройному динамическому спиновому коррелятору. Насколько нам известно, до работы [1] прямых измерений динамики тройных корреляций не производилось и [1] – первое исследование такого рода.

К сожалению, при произвольных значениях $\mathbf{q}$ и ω вид тройной функции Грина $G^{(3)}_{\mathbf{q},\,\omega}$, также как и парной $G_{\mathbf{q},\,\omega}$ неизвестен. Данные [1] обрабатывались по формуле

$$\mathrm{Im}\,G^{(3)}_{\mathbf{q},\,\omega} = g\,\mu H T_c\,q^{3/2}\,\gamma_3\,(q/\kappa)\,\frac{\omega}{\Gamma}G_0(\kappa)\,\mathrm{Im}\,G^2_{\mathbf{q},\,\omega}\,, \tag{4}$$

справедливой при $\omega \ll \Gamma_{\mathbf{q},\,\kappa}$, где Γ – характерная энергия критических флуктуаций, γ_3 – однородная функция q/κ, κ – обратный корреляционный радиус. Можно показать, что эта формула применима во всей области изменения ω, если $q \gg q_i = a^{-1}(2E/T_c\,ka)^{2/3}$ (см. [8]). В [1] выполнено лишь условие $q \gtrsim q_i$. Вместе с тем определенное в [1] значение Γ с хорошей точностью совпадает с результатами других независимых измерений. По-видимому, этот факт главным образом и оправдывает применение формулы (4). Успеху, вероятно, способствовало и то, что основной объем данных [1] был сосредоточен в квазиупругой области $\omega < 2E\,\theta$, где θ – угол рассеяния. В работе [1] были измерены также спектры $\Delta_{\mathbf{q},\,\omega}$ несколько ниже T_c. Здесь результаты любопытны тем, что демонстрируют резкие максимумы в $\Delta_{\mathbf{q},\,\omega}$ при некоторых $\omega \approx \omega_0$, хотя измерения проводились в области $q \sim \kappa$, где спиновые волны должны быть определены не очень хорошо. Изменением угла ψ между $\mathbf{m}$ и $\mathbf{k}$ в [1] удавалось почти полностью подавлять вклад одного из процессов рассеяния – либо с приобретением, либо с потерей энергии. Это означает, что при найденных значениях $\psi = \psi_0$ $\mathbf{e}(\omega_0)\,\mathbf{m}(\psi_0) = 0$. Таким образом, согласно [1], измерение ψ_0, при которых $\Delta_{\mathbf{q},\,\omega}(\psi_0) = 0$, может служить основой метода определения ω_0 в условиях недостаточного энергетического разрешения. Заметим, что, как показано в работах [4,5], вопросы энергетического разрешения принципиально важны при измерениях $\Delta_{\mathbf{q},\,\omega}$. В частности, результаты [4,5] ставят под сомнение существование „ротоноподобной" ветви спиновых возбуждений в аморфных магнетиках. О наблюдении этой ветви в окрестности первого максимума структурного фактора сообщалось в [3]. В [4,5] обращено также внимание, что получаемые спектры $\Delta_{\mathbf{q},\,\omega}$ не являются, как ожидалось, нечетными по ω, и не равны нулю при $\omega = 0$. В [4] эти эффекты объясняются фактически вкладом в $\Delta_{\mathbf{q},\,\omega}$ процессов многократного рассеяния. Не исключая их влияния, которое легко может быть уменьшено изменением толщины образцов, мы укажем здесь другие, возможно, более важные причины эффектов. В экспериментах [3-5] максимальное значение $\Delta_{\mathbf{q},\,\omega}$ составляло, как правило, несколько процентов от сечения рассеяния, в основном ядерного (измерения производились при больших q). Для достаточного подавления вклада в $\Delta_{\mathbf{q},\,\omega}$ второго слагаемого из (1) требуется параллельность $\mathbf{e}$ и $\mathbf{m}$, как минимум, с процентной точностью. Так как при сканировании по ω при $\dot{q}$ =const изменяется направление **e** , то с той же точностью необходимо одновременно изменять и направление **m** , т.е. поворачивать намагничивающее поле вместе с образцом. Эта технически весьма сложная процедура не гарантирует, тем не менее, устранения примеси в $\Delta_{\mathbf{q},\ \omega}$ магнито-вибрационного рассеяния в силу конечности энергетического разрешения δ. Вклад в $\Delta_{\mathbf{q},\ \omega}$ от этого рассеяния имеет четную и нечетную по ω составляющие, которые в идеальных условиях порядка $(\delta/E)^2$ и, соответственно, $\frac{\omega}{E}(\delta/E)^2$ от сечения рассеяния. При не строгой параллельности $\mathbf{e}(\omega)$ и **m** обе составляющие возрастают с увеличением угла между **e** и **m** , так что нечетный вклад может стать сравнимым с эффектом магнитного рассеяния и даже его имитировать. В экспериментах [1, 2] все эти вопросы менее существенны, так как неупругое ядерное рассеяние на малых углах сильно подавлено. Поэтому наблюдаемые в [1, 2] спектры $\Delta_{\mathbf{q},\ \omega}$ с хорошей точностью нечетны по ω .

Литература

1. *Гукасов А.Г., Окороков А.И., Фужара Ф., Шерп О.* Письма в ЖЭТФ, данный номер, стр. 432.
2. *Motoya K., Nishi M., Ito Y., Mizoguchi T.* J. Phys. Soc. Jap,, 1980, 49, 115.
3. *Mook H.A., Tsuei C.* Phys. Rev., 1977, B16, 2184.
4. *Shirane G., Axe J.D., Majkrzak C.F., Mizoguchi T.* Phys. Rev., 1982, B26, 2575.
5. *Paul D.Mck., Cowley R.A., Stirling W.G., Cowlam N., Davies H.A.* J. Phys. F, 1982, 12, 2687.
6. *Maleyev S.V., Toperverg B.P.* Solid State, Comm., 1983, 45, 1017.
7. *Лазута А.В., Малеев С.В., Топерверг Б.П.* ЖЭТФ, 1981, 81, 2095.
8. *Лазута А.В., Малеев С.В., Топерверг Б.П.* ЖЭТФ, 1981, 81, 1475.

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

Поступила в редакцию
17 марта 1983 г.