

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



01740/P32

P17 - 9656

А.Л.Куземский, Л.Чер

115

О ВОЗМОЖНОСТИ ИССЛЕДОВАНИЯ
СТОНЕРОВСКИХ ВОЗБУЖДЕНИЙ
В ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛАХ
С ПОМОЩЬЮ РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ

1976

Ранг публикаций Объединенного института ядерных исследований

Препринты и сообщения Объединенного института ядерных исследований /ОИЯИ/ являются самостоятельными публикациями. Они издаются в соответствии со ст. 4 Устава ОИЯИ. Отличие препринтов от сообщений заключается в том, что текст препринта будет впоследствии воспроизведен в каком-либо научном журнале или аperiodическом сборнике.

Индексация

Препринты, сообщения и депонированные публикации ОИЯИ имеют единую нарастающую порядковую нумерацию, составляющую последние 4 цифры индекса.

Первый знак индекса - буквенный - может быть представлен в 3 вариантах:

“Р” - издание на русском языке;

“Е” - издание на английском языке;

“Д” - работа публикуется на русском и английском языках.

Цифра, следующая за буквенным обозначением, определяет тематическую категорию данной публикации. Перечень тематических категорий изданий ОИЯИ периодически рассылается их получателям.

Индексы, описанные выше, проглашаются в правом верхнем углу на обложке и титульном листе каждого издания.

Ссылки

В библиографических ссылках на препринты и сообщения ОИЯИ мы рекомендуем указывать: инициалы и фамилию автора, далее - сокращенное наименование института-издателя, индекс, место и год издания.

Пример библиографической ссылки:

И.Н.Иванов. ОИЯИ, Р2-4985, Дубна, 1971.

P17 - 9656

А.Л.Куземский, Л.Чер

О ВОЗМОЖНОСТИ ИССЛЕДОВАНИЯ
СТОНЕРОВСКИХ ВОЗБУЖДЕНИЙ
В ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛАХ
С ПОМОЩЬЮ РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ

1. Введение

В настоящее время в квантовой теории магнетизма используются три основные модели: 1/ модель локализованных спинов Гейзенберга /1/ ; 2/ модель коллективизированных электронов /1/ ; 3/ модель узких зон, или модель Хаббарда /2,3/. Несмотря на значительный прогресс в области физики магнитных явлений, который существенно связан с развитием магнитной нейтронографии /4-7/, мы все еще, за исключением, может быть, случая редких земель, не можем с полной определенностью утверждать, какая из указанных микроскопических моделей приближает реальную ситуацию в том или ином веществе. Вот почему определение истинного механизма установления магнитоупорядоченного состояния считается в настоящее время проблемой номер один в теории магнетизма /1-3, 7-9/.

Модель Гейзенберга /1/ основана на предположении, что атомные моменты, образующие упорядоченную магнитную структуру, локализованы около узлов кристаллической решетки. Считается, что эта модель в основном применима к веществам, у которых энергия основного состояния отделена щелью конечной ширины от энергий возбужденных токовых состояний, т.е. к полупроводникам или изоляторам. Эта модель также хорошо применима для изучения ряда редкоземельных магнетиков.

Модель коллективизированных электронов /1/ применяется к металлам, в которых система бывших валентных электронов образует по всему объему кристалла подвижную ферми-жидкость электронов проводимости.

Модель узких зон, или модель Хаббарда ^{/2, 3, 8/} в определенном смысле является промежуточной моделью и применяется к 3d-металлам. В этой модели сделана попытка учесть весь комплекс необычных свойств 3d-переходных металлов. Из эксперимента известно, что в одних случаях d-электроны ведут себя как хорошо локализованные /наблюдаются хорошо определенные спиновые волны, спектр которых описывается на основе модели Гейзенберга ^{/10-13/} /, а в других - практически как полностью коллективизированные /значительный вклад d-электронов в низкотемпературную теплоемкость ^{/1, 14/} /, дробный магнитный момент, приходящийся на атом ^{/1, 15, 16/} /. В модели Хаббарда это противоречивое поведение удается описать, предполагая, что d-электроны образуют зону, но испытывают сильное кулоновское отталкивание на одном узле решетки.

Как хорошо известно ^{/3-7/}, сечение неупругого рассеяния нейтронов выражается через мнимую часть обобщенной спиновой восприимчивости. Поскольку структура обобщенной спиновой восприимчивости и вид ее полюсов определяются выбором модельного гамильтониана системы и характером сделанных при ее вычислении приближений, то по результатам нейтронных экспериментов можно судить об адекватности микроскопических моделей. Однако для надежного суждения о применимости той или иной модели необходимо измерение восприимчивости во всех точках фурье-пространства и для всех температур, что не всегда позволяет имеющаяся экспериментальная техника. Для 3d-металлов Изюма, Ким и Кубо ^{/3, 7/} показали, что в рамках модели Хаббарда сечение брэгговского рассеяния и спин-волновое сечение рассеяния описываются формулами, полученными для модели Гейзенберга, с той лишь разницей, что средняя величина спина $\langle S^z \rangle$ заменяется величиной $(n_{\uparrow} - n_{\downarrow})$, где n_{σ} - полное число электронов со спином σ .

Однако теория предсказывает ^{/5, 7, 14, 17-22/}, что для модели узких зон при больших передачах энергии и импульса должно существовать дополнительное сечение неупругого рассеяния нейтронов за счет возбуждения отдельных электронов с изменением состояния $|\mathbf{k}\sigma\rangle \rightarrow |\mathbf{k}+\mathbf{q}\sigma'\rangle$.

Одночастичные возбуждения такого типа называют "стонеровскими возбуждениями". Поскольку эти возбуждения не возникают в модели Гейзенберга, то их непосредственное обнаружение с помощью неупругого рассеяния нейтронов явилось бы важнейшим аргументом в пользу применимости модели узких зон для описания переходных 3d-металлов. Это тем более актуально, что существует большое число косвенных экспериментальных данных об их существовании /23-31/.

В настоящей работе мы подробно обсудим возможность прямого наблюдения стонеровских возбуждений в Ni и Fe с помощью неупругого рассеяния нейтронов и проведем ряд количественных оценок, позволяющих судить о тех характеристиках, которыми должна обладать экспериментальная установка, чтобы такое наблюдение было реально осуществимо.

2. Теория рассеяния нейтронов в переходных металлах

Систему магнитоактивных электронов переходного металла будем описывать гамильтонианом Хаббарда /2/:

$$H = \sum_{\vec{k}\sigma} \epsilon_{\vec{k}} a_{\vec{k}\sigma}^{\dagger} a_{\vec{k}\sigma} + \frac{U}{2N} \sum_{\vec{k}, \vec{k}', \sigma} a_{\vec{k}+\vec{q}\sigma}^{\dagger} a_{\vec{k}\sigma} a_{\vec{k}'-\vec{q}, -\sigma}^{\dagger} a_{\vec{k}'-\sigma} \quad ,$$

/1/

где $a_{\vec{k}\sigma}^{\dagger}$, $a_{\vec{k}\sigma}$ - операторы рождения и уничтожения блоховских электронов с квазиимпульсом \vec{k} и спином σ , $\epsilon_{\vec{k}}$ - зонная энергия блоховских электронов, U - энергия кулоновского столкновения электронов на одном узле, N - число атомов в кристалле. Предполагая, что в основном состоянии большая часть спинов находится в состоянии со спином $\sigma = \downarrow$, определим два типа операторов /7/

$$S^{\dagger}(\vec{q}) = F(\vec{q}) \sum_{\vec{k}} S_{\vec{k}}^{\dagger}(\vec{q}) = F(\vec{q}) \sum_{\vec{k}} a_{\vec{k}+\vec{q}\uparrow}^{\dagger} a_{\vec{k}\downarrow} \quad ,$$

$$S^{-}(\vec{q}) = F(\vec{q}) \sum_{\vec{k}} S_{\vec{k}}^{-}(\vec{q}) = F(\vec{q}) \sum_{\vec{k}} a_{\vec{k}\downarrow}^{\dagger} a_{\vec{k}+\vec{q}\uparrow} \quad ,$$

$$F(\vec{q}) = \int d^3r e^{i\vec{q}\vec{r}} |\phi_d(\vec{r})|^2. \quad /2/$$

Обобщенная поперечная спиновая восприимчивость системы задается соотношением /7/

$$\chi^{+-}(\vec{q}, \omega) = (g\mu_B)^2 \frac{i}{h} \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{i\omega t} \langle [S^+(\vec{q}, t), S^-(\vec{q}, -t)] \rangle. \quad /3/$$

При вычислении поперечного сечения неупругого рассеяния для упрощения оценок мы будем пренебрегать вкладом орбитального момента, что в первом приближении всегда возможно /32/ /заметим, что в работе /33/ было показано, что при больших передачах импульса и энергии значение орбитального вклада возрастает/. Тогда поперечное сечение неупругого рассеяния на спиновой подсистеме переходного металла запишется в виде

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dF} = \left(\frac{1}{m_e c^2}\right)^2 \frac{k}{k_0} |F(\vec{q})|^2 \frac{1}{4} \{1 + (\vec{q} \cdot \vec{m})^2\} \frac{N}{(g\mu_B)^2} \times \\ \times \frac{1}{\pi} \frac{1}{1 - \exp(-h\beta\omega)} \{ \text{Im} \chi^+(\vec{q}, \omega) - \text{Im} \chi^-(\vec{q}, -\omega) \}. \quad /4/$$

Здесь k_0 и k - величина волнового вектора нейтрона до и после рассеяния, γ - значение магнитного момента нейтрона в ядерных магнетонах, $r_e = e^2/m_e c^2$ - электромагнитный радиус электрона, $\vec{q} = \vec{q}/|\vec{q}|$ - единичный вектор рассеяния, \vec{m} - вектор внешнего магнитного поля, $\beta = (kT)^{-1}$. Заметим, что продольная часть сечения неупругого рассеяния может быть исключена выбором направления магнитного поля вдоль вектора рассеяния. При низких температурах эта часть сечения мала, однако с увеличением температуры сильно возрастает, особенно в критической области.

Для расчета спиновой восприимчивости $\chi^{+-}(\vec{q}, \omega)$, как правило, используется приближение хаотических фаз /3/, которое приводит к следующему результату:

$$\chi^{+-}(\vec{q}, \omega) = \frac{\chi_0^{+-}(\vec{q}, \omega)}{1 - \frac{U}{(g\mu_B)^2} \chi_0^{+-}(\vec{q}, \omega)}, \quad /5/$$

где

$$\chi_0^{+-}(\vec{q}, \omega) = (g\mu_B)^2 \frac{1}{N} \sum_{\vec{k}} \frac{n_{\vec{k}\downarrow} - n_{\vec{k}+\vec{q}\uparrow}}{E(\vec{k}+\vec{q}\uparrow) - E(\vec{k}\downarrow) + \hbar\omega} \quad /6/$$

- восприимчивость системы в приближении Хартри-Фока,

$$n_{\vec{k}\sigma} = \langle n_{\vec{k}\sigma} \rangle = \{ \exp \beta (E(\vec{k}\sigma) - \epsilon_f) + 1 \}^{-1}; E(\vec{k}\sigma) = \epsilon_{\vec{k}} + \frac{U}{N} \sum_{\rho} n_{\rho\sigma}.$$

Полюса полной восприимчивости /5/ задаются уравнением

$$1 - \frac{U}{N} \operatorname{Re} \sum_{\vec{k}} \frac{n_{\vec{k}\downarrow} - n_{\vec{k}+\vec{q}\uparrow}}{\hbar\omega + \epsilon_{\vec{k}+\vec{q}\uparrow} - \epsilon_{\vec{k}\downarrow} - \Lambda} = 0, \quad /7/$$

$$\Lambda = \frac{U}{N} \sum_{\rho} (n_{\rho\downarrow} - n_{\rho\uparrow}). \quad /8/$$

Из уравнения /7/ при $\vec{q} \rightarrow 0, \omega \rightarrow 0$ следует выражение для спин-волнового полюса:

$$\hbar\Omega_{\vec{q}} = Dq^2 + O(q^4). \quad /9/$$

В общем случае D определяется зонной структурой кристалла. Для простой кубической решетки D равно

$$D = \frac{U}{6\Lambda} \sum_{\vec{k}} \{ V_{\vec{k}\vec{k}}^2 \epsilon_{\vec{k}} \} (n_{\vec{k}\uparrow} + n_{\vec{k}\downarrow}) + \frac{U}{3\Lambda^2} \frac{1}{N} \sum_{\vec{k}} (V_{\vec{k}\vec{k}} \epsilon_{\vec{k}})^2 (n_{\vec{k}\uparrow} - n_{\vec{k}\downarrow}). \quad /10/$$

Среди полюсов восприимчивости /5/ содержатся полюса хартри-фоковской восприимчивости

$$\text{Im} \chi_0^{+-}(\vec{q}, \omega) =$$

/11/

$$= \pi (g\mu_B)^2 \frac{1}{N} \sum_{\vec{k}} (n_{\vec{k}+\vec{q}\uparrow} - n_{\vec{k}\downarrow}) \delta(\hbar\omega + \epsilon_{\vec{k}+\vec{q}} - \epsilon_{\vec{k}} - \Lambda).$$

Возбуждения, определяемые законом дисперсии

$$\hbar\omega_{\vec{q}} = \epsilon_{\vec{k}+\vec{q}} - \epsilon_{\vec{k}} - \Lambda,$$

/12/

принято называть стонеровскими возбуждениями. В отличие от спин-волновых возбуждений переворот спина здесь определяется не коллективным движением системы, а одночастичным. Спектр стонеровских возбуждений имеет щель, равную величине зонного расщепления. Схематически вид спектра возбуждений представлен на рис. 1.

Вдали от точки пересечения стонеровского и спин-волнового спектра можно приближенно разделить вкла-

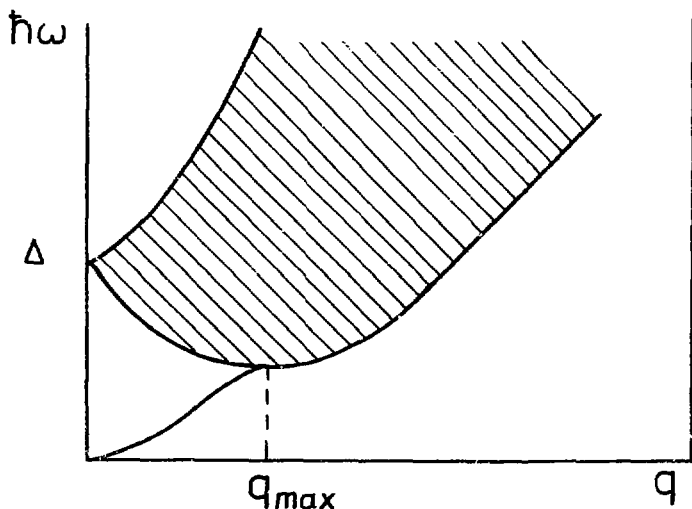


Рис. 1. Спектр спин-волновых и стонеровских возбуждений в однозонной модели.

ды в сечение рассеяния от этих двух типов возбуждений. Для этого представим выражение /5/ в виде

$$\begin{aligned} \text{Im} \chi^{+-}(\vec{q}, \omega) = \text{Im} \chi_0^{+-}(\vec{q}, \omega) \left\{ \left[1 - \frac{U}{(g\mu_B)^2} \text{Re} \chi_0^{+-}(\vec{q}, \omega) \right]^2 + \right. \\ \left. + \left[\frac{U}{(g\mu_B)^2} \chi_0^{+-}(\vec{q}, \omega) \right]^2 \right\}^{-1}. \end{aligned} \quad /13/$$

Так как $\text{Im} \chi_0^{+-}(\vec{q}, \omega) = 0$, когда (\vec{q}, ω) не принадлежат области, в которой заданы стонеровские возбуждения, то из /13/ следует

$$\text{Im} \chi^{+-}(\vec{q}, \omega) = \pi \delta \left\{ 1 - \frac{U}{(g\mu_B)^2} \text{Re} \chi_0^{+-}(\vec{q}, \omega) \right\}. \quad /14/$$

Поскольку

$$1 - \frac{U}{(g\mu_B)^2} \text{Re} \chi_0^{+-}(\vec{q}, \omega) \approx \frac{\hbar \Omega(\vec{Q}) + \hbar \omega}{\Lambda}, \quad /15/$$

то из /14/ получим

$$\text{Im} \chi^{+-}(\vec{q}, \omega) = -\pi (g\mu_B)^2 \frac{\Lambda}{U} \delta(\hbar \omega + \hbar \Omega(\vec{Q})), \quad /16/$$

где $\vec{Q} = \vec{q} - \vec{\tau}$, $\vec{\tau}$ - волновой вектор обратной решетки. С учетом /14/-/16/ получим из /4/

$$\begin{aligned} \left(\frac{d^2 \sigma}{d\Omega dE} \right)_{s.w.} &= \frac{k}{k_0} \frac{(2\pi)^3}{v_0} \left(\frac{ye^2}{m_e c^2} \right)^2 |F(\vec{q})|^2 \frac{1}{4} |1 + (\vec{q} \cdot \vec{m})| \langle S^z \rangle \times \\ &\times \sum_{\vec{Q}} \sum_{\vec{\tau}} |n(\Omega(\vec{Q})) \delta(\hbar \omega + \hbar \Omega(\vec{Q})) \delta(\vec{q} + \vec{Q} - \vec{\tau}) + \\ &+ [n(\Omega(\vec{Q})) + 1] \delta(\hbar \omega - \hbar \Omega(\vec{Q})) \delta(\vec{q} - \vec{Q} - \vec{\tau})|. \end{aligned} \quad /17/$$

где

$$\langle S^z \rangle = \frac{N}{U} \Lambda; \quad n(\Omega) = [\exp(\beta \hbar \Omega) - 1]^{-1}. \quad /18/$$

Сечение рассеяния /17/ в точности совпадает с сечением рассеяния для модели Гейзенберга, вычисленным в приближении хаотических фаз /см., например, /5, 7//.

В области энергий, где электрон в состоянии преодолеть энергетический барьер, связанный с переворотом спина в эффективном поле, должно наблюдаться рассеяние нейтронов на стонеровских модах /5/:

$$\left(\frac{d^2 \sigma}{d\Omega dE} \right)_{st} = \left(\frac{\gamma e^2}{m_e c^2} \right)^2 \frac{k}{k_0} \frac{1}{4} |F(\vec{q})|^2 \{1 + (\vec{q} \cdot \vec{m})^2\} \times \quad /19/$$

$$\times \sum_{\sigma \neq \sigma'} \sum_k n_{k\sigma} (1 - n_{k+q\sigma'}) \times \delta(E(\vec{k} + \vec{q}\sigma') - E(\vec{k}\sigma) - \hbar\omega).$$

Это выражение показывает, что неупругое рассеяние нейтронов происходит в данном случае путем возбуждения отдельных электронов с изменением состояния $|\vec{k}\sigma\rangle \rightarrow |\vec{k} + \vec{q}\sigma'\rangle$. По своему характеру сечение рассеяния /19/ сильно отличается от сечения рассеяния на спин-волновых возбуждениях /17/. В то время как последнее довольно значительно по величине и сильно сконцентрировано вблизи брэгговских максимумов, стонеровское сечение рассеяния приводит к диффузным пикам вблизи брэгговских максимумов, меньшей интенсивности и сильно размытым /5, 34/, что значительно затрудняет их экспериментальное обнаружение.

Однако недавние количественные оценки /20/ стонеровского сечения рассеяния для Ni_2 , проведенные исходя из расчета обобщенной восприимчивости $\chi^{+-}(\vec{q}, \omega)$ и ее полюсов на основе вычисления зонной энергетической структуры Ni_2 , показали, что в области больших передач энергии и импульса $q \sim q_{max}$ спин-волновое сечение рассеяния всего в два-три раза больше стонеровского сечения рассеяния. Качественно это согласуется с анализом Томпсона /17, 27/, который, исходя из правила сумм

$$\int_{-\infty}^{\infty} d\omega \operatorname{Im} \chi^{+-}(\mathbf{q}, \omega) = \frac{2\pi}{h} (n_{\downarrow} - n_{\uparrow}), \quad /20/$$

показал, что имеет место равенство

$$\int_{-\infty}^{\infty} d\omega \operatorname{Im} \chi_0^{+-}(\mathbf{q} = 0,9q_{\max}, \omega) = \frac{2\pi}{h} \frac{\Lambda}{U} \quad /21/$$

$$-\int_{-\infty}^{\infty} d\omega \operatorname{Im} \chi_{s.w.}^{+-}(\mathbf{q} = 0,9q_{\max}, \omega) = \frac{2\pi}{h} \frac{\Lambda}{U} \left(1 - \frac{1}{2}\right) = \frac{2\pi}{h} \frac{\Lambda}{2U}.$$

Для однозонной модели сильного ферромагнетика ($\Lambda > c_f$) Томпсон получил, что /17/

$$\operatorname{Im} \chi_0^{+-}(\mathbf{q}, \omega) = \begin{cases} 0, & |y| > 1, \\ \frac{3}{4} \pi \left(\frac{\Lambda}{U \delta E}\right) (1 - y^2), & |y| < 1, \end{cases} \quad /22/$$

где $y = (\Lambda' - \omega) / \delta E$, $\Lambda' = \Lambda + h^2 q^2 / 2m^*$ и $\delta E = h^2 q k_f / m^*$; m^* - эффективная масса электронов. Таким образом, ширина диффузного пика, определяющегося $\operatorname{Im} \chi_0^{+-}(\mathbf{q}, \omega)$, равна

$$\delta E = \frac{q}{k_f} c_f. \quad /23/$$

Согласно /20, 25/ величина q_{\max} для Ni при $T = 295^\circ \text{K}$ равна $q_{\max} \approx 0,56 \div 0,6 \text{ \AA}^{-1}$. Поэтому $0,9 q_{\max} \approx 0,5 \text{ \AA}^{-1}$. Для оценки c_f для Ni можно принять величину $c_f \approx 0,3 \text{ эВ}$. Таким образом, ширина стонеровского диффузного пика составляет $\delta E \approx 300 \text{ мэВ}$. Ширину спин-волнового пика можно принять равной 50 мэВ /20, 25/. Поскольку согласно /21/ площади обоих пиков равны для $q = 0,9 q_{\max}$, то, следовательно, амплитуда стонеровского пика будет примерно в 6 раз меньше амплитуды спин-волнового пика. Подчеркнем еще раз, что анализ Томпсона справедлив только для однозонной модели. Уже для двухзонной модели картина рассеяния качественно и количественно модифицируется /см., например, /35 - 37/ /; при этом

стонеровское сечение рассеяния может стать заметным и для не слишком больших $q \cdot q_{\max}$. Проведенные в работе/20/ численные расчеты обобщенной восприимчивости никеля с учетом зависимости зонного расщепления от квазиимпульса и многозонных эффектов показали, что спин-волновое сечение рассеяния больше стонеровского при $q = 0,5A^{-1}$ в 2-3 раза. Это подтверждается и ранними экспериментами по неупругому рассеянию нейтронов с низким разрешением /27/.

3. Спектр магнитных возбуждений в Ni и Fe

Обсудим теперь кратко экспериментальные результаты исследования магнитных возбуждений в Ni и Fe. Как хорошо известно /11/, эти металлы являются ферромагнетиками; их температуры Кюри равны: $T_k(\text{Fe}) = 1040^\circ \text{K}$ и $T_k(\text{Ni}) = 630^\circ \text{K}$. Средние атомные магнитные моменты для ферромагнитного состояния кристалла, выраженные в магнетонах Бора, имеют следующие значения /16/: $\mu(\text{Fe}) = 2,177$, $\mu(\text{Ni}) = 0,583$ /данные для комнатной температуры/.

Изучение электронной теплоемкости Ni показало, что расчет магнитной теплоемкости в приближении взаимодействующих спиновых волн не дает правильного объяснения эксперимента /14, 18/. Согласие улучшается, если учесть спин-волновое взаимодействие или стонеровские возбуждения. В работе /18/ было показано, что если вычислить магнитную теплоемкость Ni и Fe только с учетом стонеровских возбуждений, то достигается очень хорошее согласие с наблюдаемым поведением теплоемкости и поэтому их нужно принимать в расчет наряду со спин-волновыми возбуждениями.

В работе /22/ отмечалось, что точное описание рамановского рассеяния света в переходных металлах требует учета добавочного рассеяния на стонеровских возбуждениях. Косвенные доказательства существования стонеровских возбуждений дают и исследования эффекта де Гааза-Ван Альфвена в переходных 3d-металлах /21, 30/.

Однако наиболее подробные исследования были проведены с помощью рассеяния тепловых нейтро-

нов /23–29, 31, 38/. Было обнаружено, /25/ что в Ni спин-волновая интенсивность рассеяния вдоль направления [110] медленно падает с увеличением энергии и при значении $E \approx 100$ мэВ резко уменьшается более чем на порядок. Такое внезапное уменьшение интенсивности было объяснено пересечением спин-волнового спектра и стонеровского континуума. Значение энергии, при котором происходило уменьшение интенсивности, оказалось различным для трех главных симметричных направлений / 80 мэВ для направления [111] и 110 мэВ для направления [101] /см. рис. 2//. Расчеты обобщенной восприимчивости $\chi^{+-}(q, \omega)$ и ее полюсов, проведенные на основе вычисления зонной энергетической структуры никеля /20/ с учетом зависимости зонного спинового расщепления от квазиимпульса и многозонных эффектов, показали, что вдоль направления [111] область стонеровских возбуждений находится ниже, чем вдоль двух других

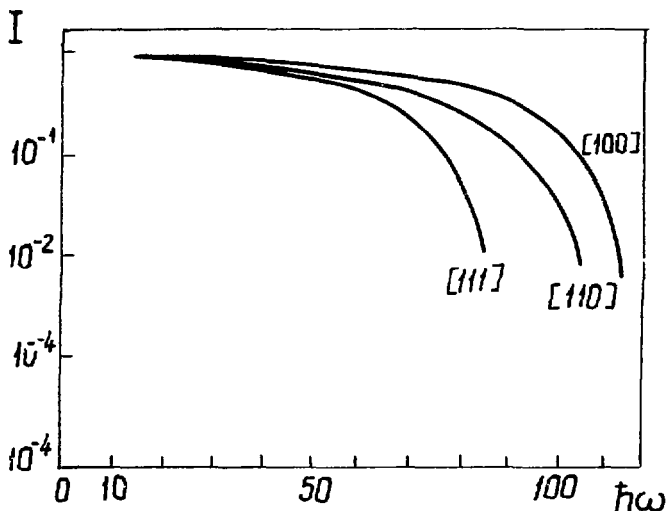


Рис. 2. Измерения спин-волновой интенсивности в никеле при комнатной температуре вдоль трех направлений симметрии.

что согласуется с экспериментом. Подобное же поведение спин-волновой интенсивности наблюдается и в железе /28/ с тем отличием, что значения энергий спада равны: $E \approx 90$ мэВ для направления [100], $E \approx 95$ мэВ для [110] и $E \approx 100$ мэВ для [111].

Как для никеля /27, 29/, так и для железа /31/ были проведены детальные нейтронные измерения температурной зависимости магнитных возбуждений. Ожидалось, что с изменением температуры стоиеровский континуум будет сдвигаться, поскольку должно измениться значение зонного расщепления Δ , пропорциональное намагниченности. Измерения в Ni /29/ вдоль направления [111] показали, что точка пересечения спин-волнового и стоиеровского спектра практически не меняется в интервале температур от 4,2 до 715°К /см. рис. 3/. Более того, спин-волновой спектр в этом температурном интервале также изменяется незначительно /см. рис. 3/. Коэффициент жесткости D в законе дисперсии $\hbar\omega_{\mathbf{q}} = Dq^2$ /9/ уменьшался от значения $D_0 = 555$ мэВ Å² при 4,2° до значения $D = 280$ мэВ Å² при $T_k = 631$ °К; при

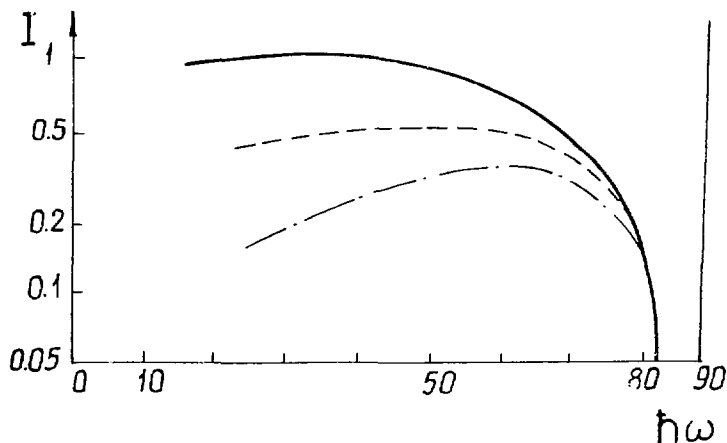


Рис. 3. Температурная зависимость спин-волновой интенсивности в Ni для различных температур.

дальнейшем увеличении температуры до 715° К D практически не менялся. Эти результаты были получены с помощью трехосного спектрометра. Техника малоуглового рассеяния /39/ дает другое значение: $D = 125 \text{ мЭВ \AA}^2$ при $T = T_k$. Однако независимо от этих расхождений выполняется условие: $D(T) \rightarrow D_0$ при $T \rightarrow T_k$. Подобное же температурное поведение наблюдается и для железа /31/.

Для измерений использовались кристаллы ^{60}Ni и ($^{54}\text{Fe} + \text{Si}$). Изотопы ^{60}Ni и ^{54}Fe имеют очень малую ядерную амплитуду рассеяния по сравнению с нормальными изотопами; при этом фонное рассеяние здесь меньше и ядерное некогерентное рассеяние даст малый вклад. Оценки фонного и магнонного рассеяния при $T = 295^\circ\text{K}$ для некоторых частных случаев можно найти в работе /38/.

4. Условия эксперимента

Измерения магнонного спектра никеля и железа были выполнены на стационарных реакторах при помощи трехосного кристаллического спектрометра.

Согласно работам /25, 29, 34, 38/ зонное расщепление в Ni $\lambda = 0,043 \text{ Ry}$. Таким образом для измерения стонеровских возбуждений необходим поток нейтронов с энергией $0,1 \pm 1 \text{ эВ}$. Напомним, что точке окончания спин-волнового спектра вдоль направления $[111]$ соответствует энергия 80 мЭВ , поэтому интересующая нас область передачи энергии заключена в интервале $0,08 \pm 0,5 \text{ эВ}$.

Ясно, что обычная техника мало подходит для измерения возбуждений столь высокой энергии, даже при наличии горячего источника.

Многообещающим методом является метод времени пролета. Импульсные источники нейтронов имеют достаточную мощность для обеспечения достаточной светосилы, а малая ширина импульса позволяет работать при хорошем разрешении и низком уровне фона.

В ближайшем будущем ожидается пуск двух мощных импульсных источников нейтронов: ZING /40/ и

ИБР-2 с ЛИУ-30 /41/. Важнейшей характеристикой установки, позволяющей судить о степени ее эффективности, является ожидаемое число отсчетов N за время измерения t , которое оценивают по формуле

$$N = \frac{m}{M_{Ni}} \cdot N_0 \cdot J \cdot \left(\frac{d^2 \sigma}{d\Omega dE} \right)_{st.} \cdot 4\Omega \cdot \Delta E \cdot t. \quad /24/$$

Здесь m - вес кристалла, M - молекулярный вес, N_0 - число Авогадро, J - поток нейтронов от реактора, $(d^2 \sigma / d\Omega dE)_{st.}$ - сечение рассеяния на стонеровских возбуждениях.

При $E_0 = 0,5$ эВ, $\Delta E_0 = 0,0045$ эВ, времени вспышки $\tau = 3$ мкс и при размерах замедлителя 20×20 см² поток нейтронов, ожидающийся на расстоянии 30 м от ИБРа-2, можно считать равным

$$J = 2,5 \cdot 10^4 \text{ н/см} \cdot \text{с}^2 \quad /25/$$

Необходимую монохроматизацию пучка предполагается осуществить при помощи фермиевского прерывателя, расположенного непосредственно перед образцом.

Величина q_{max} для Ni согласно /25/ при $T = 295^\circ \text{K}$ равна $q_{max} = 0,56 \div 0,6 \text{ \AA}^{-1}$. Поэтому $0,9 q_{max} = 0,5 \text{ \AA}^{-1}$. Считая, что сечение рассеяния на спиновых волнах при можно приближенно оценить как /25, 38/

$$\left(\frac{d^2 \sigma}{d\Omega dE} \right)_{s.w.} \Big|_{0,9 q_{max}} \approx 10 \cdot 10^{-27} \text{ см}^{-2}, \quad /26/$$

на основании анализа, проведенного в разделе 2, примем

$$\left(\frac{d^2 \sigma}{d\Omega dE} \right)_{st.} \Big|_{0,9 q_{max}} \approx 5 \cdot 10^{-27} \text{ см}^{-2}. \quad /27/$$

Подставляя величины /25/, /27/ в формулу /24/ и выбирая $\Delta E = 0,007$ эВ, $t = 24$ ч, $\Omega = 8 \times 10^{-5}$ ср, получим

$$N \approx 250 \text{ н/день}. \quad /28/$$

/Подобные оценки для ZING^{/40/} приводят к значению $N = 160 \text{ н/день/}$.

Учитывая, что интегральный фон, возникающий за счет возбуждения фононного спектра, при оптимальном выборе условий эксперимента можно снизить до значения 1 н/мин в области пика, ожидаемый фон будет всего 2 н/день .

Приведенные оценки сверху соответствуют высокой разрешающей способности, позволяющей детально исследовать свойства стонеровских возбуждений. Если же целью эксперимента является простое обнаружение их существования, то достаточно работать с разрешением в десять раз хуже. При этом интенсивность вырастет на порядок. Это означает, что такой эксперимент является вполне реализуемым уже на реакторе ИБР-2 без ЛИУ-30.

5. Заключение

Таким образом, вышеприведенные рассуждения показывают, что обнаружение и детальное исследование стонеровских возбуждений в переходных металлах представляет одну из актуальнейших проблем физики магнитного состояния. Наши оценки показывают, что основным условием осуществления такого измерения является перспектива использования импульсного реактора ИБР-2, мощность и специфика которого позволяют получить такие потоки, что предлагаемый эксперимент может быть выполнен за реальное время измерений.

В заключение выражаем глубокую благодарность А.Холасу за интересные обсуждения и ряд полезных замечаний.

Литература

1. С.В.Вонсовский. *Магнетизм, Наука, М., 1971.*
2. J.Hubbard. *Proc. Roy. Soc., A276, 238 /1963/.*
3. T.Izuyama, D.J.Kim, R.Kubo. *J.Phys.Soc. Japan, 18, 1025 /1963/.*

4. В.Ф.Турчин. Медленные нейтроны. Госатомиздат, М., 1963.
5. Ю.А.Изюмов, Р.П.Озеров. Магнитная нейтронография. Наука, М., 1966.
6. Рассеяние тепловых нейтронов. Атомиздат, М., 1970.
7. W.Marshall, S.W.Lovesey. Theory of Thermal Neutron Scattering. Oxford at the Clarendon Press, 1971.
8. Ю.П.Ирхин. ДАН СССР, 203, 783 /1972/.
9. M.B.Stearns. Phys.Rev., B8, 4383 /1973/.
10. R.J.Elliott, R.D.Lowde. Proc. Roy. Soc., 230, 46 /1955/.
11. R.D.Lowde, N.Umakantha. Phys.Rev.Lett., 4, 452 /1960/.
12. S.Spooner, B.L.Averbach. Phys.Rev., 142, 291/1966/.
13. E.Gürmen, S.A.Werner, A.Arrott. Ford Scientific Research Staff Report, D13, 1971.
14. E.D.Thompson. Phys.Lett., 23, 411 /1966/; 28A, 194 /1968/.
15. H.A.Mook. Phys.Rev., 148, 495 /1966/.
16. R.M.Moon. Intern. J.Magnetism, 1, 219 /1971/.
17. E.D.Thompson. Phys.Rev.Lett., 19, 635 /1967/.
18. M.Shimizu, K.Terao. J.Phys.Soc.Japan, 23, 771 /1967/.
19. E.D.Thompson, H.A.Mook. J.Appl.Phys., 41, 1227 /1970/.
20. J.F.Cooke, H.L.Davis. AIP Conference Proceedings N 10, 1218, 1972.
21. D.M.Edwards. Can.J.Phys., 52, 704 /1974/.
22. A.Kawabata. J.Phys.Soc.Japan, 29, 890 /1970/.
23. S.J.Pickart, H.A.Alperin et al. Phys.Rev., 156, 623 /1967/.
24. G.Shirane, V.J.Minkiewicz, R.Nathans. J.Appl.Phys., 39, 383 /1968/.
25. H.A.Mook et al. J.Appl.Phys., 40, 1450 /1969/.
26. V.J.Minkiewicz et al. Phys.Rev., 182, 624 /1969/.
27. R.D.Lowde, C.G.Windsor. Adv.Phys., 19, 813 /1970/.
28. H.A.Mook, R.M.Nicklow. Phys.Rev., B7, 336 /1973/.
29. H.A.Mook, J.W.Lynn, R.M.Nicklow. Phys.Rev.Lett., 30, 556 /1973/.
30. G.Lonzarich, A.V.Gold. Can. J. Phys., 52, 694/1974/.
31. J.W.Lynn. Phys.Rev., B11, 2624 /1975/.
32. A.J.Meyer, G.Asch. J.Appl.Phys., 32, 3305 /1961/.
33. S.W.Lovesey, C.G.Windsor. Phys.Rev., B4, 3048 /1971/.
34. R.J.Elliott. Proc.Roy.Soc., A235, 289 /1956/.
35. H.Yamada, M.Shimizu. J.Phys.Soc.Japan., 25, 1001 /1968/.

36. J.B.Sokoloff. *Phys.Rev.*, 180, 613 /1969/.
37. А.Л.Куземский. *Phys.Cond. Matter.* 18, 179 /1974/.
38. E.Frikkee. *R.C.N.Report-185*, Petten, 1973.
39. M.W.Stringfellow. *J.Phys.*, C1, 950 /1968/.
40. *Application of a Pulsed Spallation Neutron Source Report of Workshop held at ANL /1973/ ANL-8032.*
41. В.Д. Ананьев и др. *ОИЯИ, P13-4392*, Дубна, 1969.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 марта 1976 года.

ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния



Условия обмена

Препринты и сообщения ОИЯИ рассылаются бесплатно, на основе взаимного обмена, университетам, институтам, лабораториям, библиотекам и научным группам более 50 стран.

Помимо регулярной рассылки в порядке обмена, издательский отдел ежегодно выполняет около 4000 отдельных запросов на высылку препринтов и сообщений ОИЯИ. В таких запросах следует обязательно указывать индекс запрашиваемого издания.

Адреса

Письма по всем вопросам обмена публикациями, а также запросы на отдельные издания следует направлять по адресу:

*101000 Москва,
Главный почтамт, п/я 79,
Издательский отдел
Объединенного института
ядерных исследований.*

Адрес для посылки всех публикаций в порядке обмена, а также для бесплатной подписки на научные журналы:

*101000 Москва,
Главный почтамт, п/я 79.
Научно-техническая библиотека
Объединенного института
ядерных исследований.*

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.

Заказ 21455. Тираж 370. Уч.-изд. листов 1,0.

Редактор Н.Н.Зрелова.

Подписано к печати 20.05.76 г.

Корректор Р.Д.Фомина