Вестник
МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА
№ 2 — 1972

УДК 534.62.11

М. К. БУШЕВ

ДИФРАКЦИЯ ХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ НА ФЕРРОМАГНИТНЫХ СТЕНКАХ БЛОХА. НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ

Сделан макроскопический вывод спектров «объемных» и локализованных в стенке Блоха спиновых волн. Определена величина, которая должна играть в этом случае (рассеяния на стенках Блоха) роль теплового фактора, аналогичного фактору Дебая—Валлера. Найдено сечение неупругого рассеяния нейтронов с участием локализованных спиновых волн. Обсуждается экспериментальный метод, при помощи которого можно определять закон дисперсии этих волн.

В предыдущей работе [1] было рассмотрено упругое рассеяние холодных нейтронов на плоскопараллельной доменной структуре с учетом внутреннего строения переходного слоя между доменами (стенки Блоха). Был принят простейший закон изменения вектора равновесной намагниченности $\vec{M}^0(r)$ в стенке Блоха. А именно считалось, что величина вектора $\vec{M}^0$ не меняется, а его угловая координата зависит только от расстояния по нормали до центра стенки. Пусть ось z направлена по оси легкого намагничивания, а ось x — вдоль нормали к стенке. Тогда азимут θ вектора $\vec{M}^0$ изменяется по закону

$$\cos\theta = -\,\mathrm{th}\,(x/\delta), \tag{1}$$

где $\delta = (\alpha/\beta)^{1/2}$ — «эффективная толщина» стенки Блоха, а α и β — постоянные соответственно обменного взаимодействия и анизотропии.

В работе [2] было показано, что в стенке Блоха могут распространяться колебания спиновой плотности, которые быстро затухают в глубь доменов. Рассмотрим рассеяние нейтронов с испусканием и поглощением такой локализованной спиновой волны. Как известно [3], эксперименты по неупругому рассеянию нейтронов позволяют определять энергию, а также импульс спиновых волн и таким образом строить их кривую дисперсии.

Сечение неупругого рассеяния неполяризованных нейтронов найдем по формуле

$$d\sigma_n = \frac{2\pi}{\hbar}\overline{|U^{i\vec{p}}_{f\vec{p}'}|^2}\,\Delta\left(\frac{p'^2-p^2}{2m_n}+E_f-E_i\right)d^3p', \tag{2}$$

в которой E_i и E_f — начальная и конечная энергия системы спиновых волн, $\vec{p}$ и $\vec{p}'$ — импульсы падающего и рассеянного нейтронов. Величина $d\sigma_n$ имеет размерность сечения при подходящей нормировке волновых функций, по которым вычисляется матричный элемент $U^{ip}_{fp'}$, где i, f — индексы начального и конечного состояний спиновой системы.

Энергия взаимодействия нейтронов со спиновыми волнами имеет вид

$$U = -\mu_n \vec{\sigma}\vec{b}, \tag{3}$$

где μ_n — магнитный момент нейтрона, $\vec{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ — матрицы Паули и $\vec{b}(\vec{r}, t)$ — переменная составляющая магнитной индукции, связанная с отклонением вектора намагниченности от равновесного положения. Обозначим эти отклонения через $\vec{m}(\vec{r}, t) = \vec{M}(\vec{r}, t) - \vec{M}^0(\vec{r})$ и выберем систему координат с осью x вдоль нормали к стенке. Малое отклонение $\vec{m}$ с отличной от нуля составляющей по оси x создает в стенке отличное от нуля малое поле $\vec{h} = (-4\pi m_x, 0, 0)$ и малую добавку $\vec{b}(\vec{r}, t)$ к индукции $\vec{B}$, равную

$$\vec{b}(r, t) = 4\pi (0, m_y, m_z).$$

Таким образом, задача определения явного вида величины $\vec{b}(\vec{r}, t)$ сводится к решению уравнений движения для составляющих вектора $\vec{m}(\vec{r}, t)$. Получив полную систему решений, мы сможем представить составляющие вектора $\vec{m}$ в виде ряда по этой системе и в соответствии с методом вторичного квантования отсюда найдем матричные элементы $U^{i\vec{p}}_{f\vec{p}'}$ по состояниям спиновой системы в представлении чисел заполнения.

Сечение неупругого рассеяния

Реализуем намеченную выше программу. В сопутствующей системе координат (с осью ζ вдоль локального вектора равновесной намагниченности и неподвижной осью x вдоль нормали к стенке) уравнения движения для составляющих вектора $\vec{m}$ сводятся к системе двух уравнений [2]

$$\begin{aligned} \frac{1}{\gamma M^0}\,\frac{\partial m_x}{\partial t} &= -\alpha D m_\eta + \beta\cos 2\theta\, m_\eta, \\ \frac{1}{\gamma M^0}\,\frac{\partial m_\eta}{\partial t} &= \alpha D m_x - \beta\cos 2\theta\, m_x - 4\pi m_x, \end{aligned} \tag{4}$$

где γ — фактор спектроскопического расщепления, D — оператор Лапласа, а остальные величины имеют прежний смысл, в частности угол азимута θ определяется равенством (1). Величина m_x является отклонением вектора намагниченности вдоль нормали к стенке, а m_η — отклонением в плоскости стенки, перпендикулярно равновесному вектору $\vec{M}^0$. Уравнения (4) написаны с точностью до величины первого порядка относительно составляющих m_x и m_η и поэтому отсутствует уравнение для третьей составляющей m_ζ $\left(\text{равной } \dfrac{m_x^2 + m_\eta^2}{2M^0}\right)$.

Решение системы (4) ищем в виде

$$m_{x,\eta} = c_{1,2} f(x) \exp\left[i\left(k_y y + k_z z - \omega t\right)\right]. \tag{5}$$

Подставляя это выражение в систему (4), приходим к задаче о нахождении собственных функций и собственных значений уравнения:

$$\frac{d^2 f}{du^2} + \frac{2}{\mathrm{ch}^2\, u} f = (1 + F/\beta) f, \tag{6}$$

где положено $u = x/\delta$. Уравнение (6) имеет ограниченные на бесконечности решения при собственных значениях

$$F_0 = 0,\; F_s = \beta(1 + s^2)\; (-\infty < s < +\infty).$$

Так что к ранее [2] полученному дискретному уровню $F_0 = 0$ добавится непрерывный спектр положительных энергий, отделенных щелью от основного уровня. Соответственно имеется две ветви спиновых волн

$$f_0(x) = \frac{\mathrm{const}}{\mathrm{ch}\, x/\delta} \tag{7}$$

и

$$f_s(x) = \mathrm{const}\, \exp(ik_x x)\left[\mathrm{th}\, x/\delta - ik_x \delta\right],$$

где $k_x = s/\delta$ имеет смысл волнового вектора движения вдоль оси x.

Зная собственные значения F, легко найти энергии спиновых волн в двух ветвях. Они будут:

$$\varepsilon_1 = g\mu_0 M^0 \left[(\alpha \varkappa^2 + 4\pi)\, \alpha \varkappa^2\right]^{1/2}$$

и

$$\varepsilon_2 = g\mu_0 M^0 \left[(\alpha k^2 + \beta)(\alpha k^2 + \beta + 4\pi)\right]^{1/2}, \tag{8}$$

где $g\mu_0 = \hbar\gamma$, $\varkappa^2 = \varkappa_y^2 + \varkappa_z^2$ и $k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$.

Вторая, «оптическая» ветвь не что иное, как обычные «объемные» спиновые волны. Из формул (8) видно, что у них имеется энергия «активации» $g\mu_0 M^0 \left[\beta(\beta + 4\pi)\right]^{1/2}$. Хотя эта величина небольшая (например, для многих одноосных ферритов с $\beta \approx 10$ она порядка 10^{-4} *эв*), можно считать, что при достаточно низких температурах образца и при облучении холодными нейтронами роль «объемных» спиновых волн в процессах неупругого рассеяния пренебрежимо мала.

Итак, в указанном приближении (локализованных в стенке Блоха спиновых волн) операторы m_x и m_η в представлении вторичного квантования имеют вид

$$\begin{aligned} m_x(r, t) &= \left(\frac{g\mu_0 M^0}{4\delta S}\right)^{1/2} \sin\theta \sum_{\vec{\varkappa}} (\mu_\varkappa - \nu_\varkappa)\left[b^+_{\vec{\varkappa}} e^{i(\vec{\varkappa}.\vec{r} - \omega t)} + b_{\vec{\varkappa}} e^{-i(\vec{\varkappa}.\vec{r} - \omega t)}\right], \\ m_\eta(r, t) &= i\left(\frac{g\mu_0 M^0}{4\delta S}\right)^{1/2} \sin\theta \sum_{\vec{\varkappa}} (\mu_\varkappa + \nu_\varkappa)\left[b^+_{\vec{\varkappa}} e^{i(\vec{\varkappa}.\vec{r} - \omega t)} - b_{\vec{\varkappa}} e^{-i(\vec{\varkappa}.\vec{r} - \omega t)}\right], \end{aligned} \tag{9}$$

где S — площадь стенки; кроме того, введены обозначения

$$\begin{aligned} \mu_\varkappa &= \left[\frac{A(\varkappa) + \varepsilon_1(\varkappa)}{2\varepsilon_1(\varkappa)}\right]^{1/2},\; \nu_\varkappa = \left[\frac{A(\varkappa) - \varepsilon_1(\varkappa)}{2\varepsilon_1(\varkappa)}\right]^{1/2}, \\ A(\varkappa) &= g\mu_0 M^0 (\alpha_\varkappa^2 + 2\pi). \end{aligned} \tag{10}$$

Операторы m_x и m_η из (9) диагонализируют энергию возбуждения во втором порядке:

$$E^{(2)} = -\frac{1}{2}\int dU[\alpha m_x D m_x + \alpha m_\eta D m_\eta - 4\pi m_x^2 - \beta\cos 2\theta\,(m_x^2 + m_\eta^2)],$$

т. е.

$$E^{(2)} = \sum_{\vec{\varkappa}} \varepsilon_1(\varkappa)\left(b^{+}_{\vec{\varkappa}} b_{\vec{\varkappa}} + \frac{1}{2}\right)$$

при условии, что операторы «рождения» $b^{+}_{\vec{\varkappa}}$ и «уничтожения» $b_{\vec{\varkappa}}$ удовлетворяют бозевским соотношениям коммутации

$$[b^{+}_{\vec{\varkappa}'}, b_{\vec{\varkappa}}] = \Delta_{\vec{\varkappa}\vec{\varkappa}'},\ [b_{\vec{\varkappa}'}, b_{\vec{\varkappa}}] = [b^{+}_{\vec{\varkappa}'}, b^{+}_{\vec{\varkappa}}] = 0.$$

Заметим, что из неполного разложения (9) нельзя получить знакомые соотношения коммутации для составляющих момента $\vec{M}$. Последние получаются, если m_x и m_η разложить по полной системе функций (5) с $f(x)$, задаваемой равенствами (7).

Найдем матричные элементы оператора U (3). Действие оператора $b^{+}_{\vec{\varkappa}}$ и $b_{\vec{\varkappa}}$ на функции чисел заполнения описывается равенствами

$$\begin{aligned} b^{+}_{\vec{\varkappa}}\Phi(\ldots n_{\vec{\varkappa}}\ldots) &= (n_{\vec{\varkappa}}+1)^{1/2}\,\Phi(\ldots n_{\vec{\varkappa}}+1\ldots), \\ b_{\vec{\varkappa}}\Phi(\ldots n_{\vec{\varkappa}}\ldots) &= (n_{\vec{\varkappa}})^{1/2}\,\Phi(\ldots n_{\vec{\varkappa}}-1\ldots). \end{aligned} \tag{11}$$

Примем для определенности, что в конечном состоянии рождается спиновая волна, и перейдем к «неподвижной» системе координат, в которой $m_y = m_\eta\cos\theta$ и $m_z = m_\eta\sin\theta$. Тогда на основании (11) и (9) получаем матричный элемент в борновском приближении

$$U^{ip}_{fp'} = 4\pi\mu_n\left(\frac{g\mu_0 M^0}{4\delta S}\right)^{1/2}\sum_{\vec{\varkappa}}(\mu_{\vec{\varkappa}} + \nu_{\vec{\varkappa}})\,(n_{\vec{\varkappa}+1})^{1/2}(b\sigma_y + c\sigma_z),$$

где

$$b = \frac{1}{(2\pi\hbar)^{3/2}}\left(\frac{m_n}{p}\right)^{1/2}\int_v d\vec{r}\, e^{i(\vec{\varkappa}-\vec{q})\cdot\vec{r}}\sin\theta\cos\theta \tag{12}$$

и

$$c = \frac{1}{(2\pi\hbar)^{3/2}}\left(\frac{m_n}{p}\right)^{1/2}\int_v d\vec{r}\, e^{i(\vec{\varkappa}-\vec{q})\cdot\vec{r}}\sin^2\theta.$$

Коэффициенты перед интегралами по объему кристалла соответствуют выбору нормировки волновых функций падающего и рассеянного нейтронов. Интегралы (12) вычисляются элементарно, необходимо лишь учесть, что по сравнению с прежним случаем [1] вектором «обратной» решетки является величина:

$$\tau'_n = \frac{2\pi n}{d}\ (n\ \text{целое}), \tag{13}$$

так как каждая стенка является рассеивающим центром. После усреднения квадрата $|u^{i\vec{p}}_{f\vec{p}'}|^2$ по спинам получаем сечение рассеяния с излучением спиновой волны

$$d\sigma_n^+ = \frac{(2\pi)^5}{\hbar} g\mu_0 M^\circ \mu_n^2 N \frac{\delta}{d} \frac{m_n}{p} \sum_{\vec{\varkappa}} (n_{\vec{\varkappa}} + 1)(\mu_{\vec{\varkappa}} + \nu_{\vec{\varkappa}})^2 \times$$

$$\times \Delta_{q_y \varkappa_y} \Delta_q \varkappa_z \sum_{\tau'} G(\tau') \Delta q_x \tau' \Delta \left(\frac{p'^2 - p^2}{2m_n} + \varepsilon_1(\varkappa) \right) V d^3 k',$$

где N — число доменов, $\varepsilon_1(\varkappa) = E_f - E_i$ и

$$G(\tau') = \frac{\operatorname{ch}(\pi\tau'\delta)}{\operatorname{sh}^2(\pi\tau'\delta)}. \tag{14}$$

Полученную формулу легко обобщить так, чтобы она одновременно описывала процессы рассеяния с испусканием и поглощением спиновой волны:

$$d\sigma_n^\pm = \frac{(2\pi)^5}{\hbar} g\mu_0 M^\circ \mu_n^2 N \frac{\delta}{d} \frac{m_n}{p} \sum_{\vec{\varkappa}} \left(n_{\vec{\varkappa}} + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right) \times$$

$$\times (\mu_{\vec{\varkappa}} + \nu_{\vec{\varkappa}})^2 \Delta q_y \varkappa_y \Delta q_z \varkappa_z \sum_{\tau'} G(\tau') \Delta q_x \tau' \Delta \left(\frac{p'^2 - p^2}{2m_n} \pm \varepsilon_1(\varkappa) \right) V d^3 k', \tag{15}$$

где верхний знак соответствует излучению, а нижний — поглощению.

Основываясь на формуле (15), можно анализировать конкретные случаи неупругого рассеяния. Однако до этого остановимся на возможных температурных поправках в сечениях упругого и неупругого рассеяния.

Тепловой фактор

Известно, что тепловые колебания кристаллической решетки сказываются на всех процессах рассеяния в решетке. Это естественно, так как атомы в узлах решетки являются рассеивающими центрами, которые одновременно подвержены хаотическим тепловым колебаниям. Учет этих колебаний приводит к фактору Дебая — Валлера

$$\exp(-2W_{\vec{q}}) = |\langle \exp i\vec{q}.\vec{U}_l \rangle|^2, \tag{16}$$

где $\vec{U}_l$ — вектор смещения l-того узла. В формуле (16) скобки $<\ldots>$ означают статистическое усреднение (после усреднения зависимость от номера узла исчезает).

В нашем случае «решеткой» является одномерная периодическая структура, составленная из блоховских стенок. Последние, однако, не связаны с какими-нибудь узлами кристаллической решетки и, казалось бы, положения стенок от тепловых колебаний не зависят. Есть, однако, другая причина, из-за которой блоховские стенки испытывают тепловые смещения. В этом легко убедиться, если рассмотреть, что произойдет при малом повороте магнитного момента в плоскости стенки. В сопутствующей системе отсчета ранее введенному смещению m_η будет соответствовать угловое отклонение

$$\Delta\theta = \frac{m_\eta}{M^\circ}. \tag{17}$$

С другой стороны, из равенства (1)

$$\frac{d\theta}{dx} = \frac{1}{\delta} \sin \theta. \tag{18}$$

Из формул (17) и (18) следует, что поворот вектора намагниченности приводит к смещению стенки

$$\Delta x = \frac{\delta}{\sin \theta} \frac{m_\eta}{M^0}.$$

Из этого смещения в матричном элементе (упругого и неупругого) перехода при рассеянии возникает дополнительный множитель

$$\langle \exp iq_x \Delta x \rangle = \frac{Sp\,[\exp(-\xi \varepsilon_1(\varkappa)\, b_\varkappa^+ b_\varkappa) \exp(iq_x \Delta x)]}{Sp\,[\exp(-\xi \varepsilon_1(\varkappa)\, b_\varkappa^+ b_\varkappa)]},$$

$$\xi = \frac{1}{T},$$

где Δx на основании формулы (9) имеет вид

$$\Delta x = i \left(\frac{g\mu_0 \delta}{4M^0 S} \right)^{1/2} \sum_{\vec{\varkappa}} (\mu_{\vec{\varkappa}} + \nu_{\vec{\varkappa}}) \left[b_{\vec{\varkappa}}^+ e^{i(\vec{\varkappa} \cdot \vec{r} - \omega t)} - b_{\vec{\varkappa}} e^{-i(\vec{\varkappa} \cdot \vec{r} - \omega t)} \right].$$

После стандартных вычислений (см., например, [3]) получаем величину, аналогичную фактору Дебая — Валлера

$$W_{q_x} = \frac{g\mu_0 \delta}{8M^0 S} q_x^2 \sum_{\vec{\varkappa}} (\mu_{\vec{\varkappa}} + \nu_{\vec{\varkappa}})^2 \left[n(\vec{\varkappa}) + \frac{1}{2} \right], \tag{19}$$

где

$$n(\vec{\varkappa}) = \langle b_{\vec{\varkappa}}^+ b_{\vec{\varkappa}} \rangle = [\exp(\xi \varepsilon_1(\varkappa)) - 1]^{-1}.$$

На основании формул (10) имеем

$$(\mu_\varkappa + \nu_\varkappa)^2 = (1 + 4\pi/\alpha\varkappa^2)^{1/2}$$

и, переходя от суммирования к интегрированию по формуле

$$\sum_{\vec{\varkappa}} \ldots \to \frac{S}{(2\pi)^2} \int d^2\varkappa \ldots,$$

получаем после интегрирования по полярному углу

$$W_{q_x} = \frac{g\mu_0 \delta}{16\pi M^0} q_x^2 \int (1 + 4\pi/\alpha\varkappa^2)^{1/2} \left[1/2 + \frac{1}{e^{\xi\varepsilon_1} - 1} \right] \varkappa d\varkappa. \tag{20}$$

Первый, не зависящий от температуры, член в интеграле (20) дает уменьшение дифракционных максимумов, обусловленное нулевыми колебаниями. По порядку величины этот член равен

$$\frac{g\mu_0 \delta}{32\pi M^0} \left(\frac{q_x}{a} \right)^2,$$

где a — постоянная кристаллической решетки.

Второй «температурный» член можно вычислить до конца в двух предельных случаях при температурах $T \ll T_0$ и $T \gg T_0$, где $T_0 =$

$=4\pi g\mu_0 M^0$ — некоторая характеристическая температура порядка одного градуса. Действительно, подставляя выражение (8) для ε_1, получаем для этого члена

$$\frac{4\pi}{\alpha}\left\{\int\limits_{\varkappa'/\sqrt{4\pi/\alpha}}^{1}\frac{\sqrt{1+y^2}\,dy}{e^{T_0/Ty\sqrt{1+y^2}}-1}+\int\limits_{1}^{\infty}\frac{\sqrt{1+y^2}\,dy}{e^{T_0/Ty\sqrt{1+y^2}}-1}\right\},$$

где $y\equiv\frac{\varkappa}{\sqrt{4\pi/\alpha}}$. Нижний предел в первом интеграле $\varkappa'=\frac{2\pi}{l'}$, где l' — наибольшее расстояние между дефектами в стенке (которые ограничивают длину волн магнонов); в частности l' может быть порядка размеров образца в плоскости стенки. В случае $T\gg T_0$ первый интеграл имеет порядок $T/T_0 \ln \alpha\pi/l'^2$, а второй — порядка $T/T_0 \ln T/T_0$. Окончательно имеем

$$W_{q_x}=\frac{g\mu_0\delta}{16\pi M^0}q_x^2\left[\frac{1}{2a^2}+\frac{2\pi}{\alpha}\frac{T}{T_0}\ln\frac{\pi\alpha}{l'^2}\frac{T}{T_0}\right], \qquad (21)$$

$$(T\gg T_0).$$

Соответственно в выражениях для упругого сечения (формула (7) работы [1]) и неупругого (15) нужно ввести множитель $\exp(-2W_{qx})$ с W_{qx} по формуле (21) при температурах $T\gg T_0$. Оценка значений величины W_{qx} по формуле (21) показывает, что тепловой фактор приводит лишь к незначительному снижению дифракционных максимумов. Еще незначительнее температурное снижение максимумов при $T\ll T_0$.

Экспериментальный метод

Обсудим возможный эксперимент для определения спектра локализованных магнонов. При традиционной методике изучения возбуждений в кристаллах падающий пучок нейтронов направляется под углом, который очень мало отличается от данного брэгговского угла, и ищутся максимумы неупругого рассеяния — по углам рассеяния и по энергиям рассеянных нейтронов. Однако малость брэгговских углов в нашем случае затрудняет угловое разрешение. Поэтому воспользуемся методикой, которая напоминает методику изучения возбуждений в жидкостях. А именно: пусть монохроматический плоский пучок нейтронов падает нормально к стенке Блоха. Тогда законы сохранения импульса и энергии примут вид

$$\vec{k}_{\parallel}=\vec{\varkappa},$$

$$k_x^2+k_{\parallel}^2-k_x^{0^2}=\pm\frac{2m_n}{\hbar^2}\varepsilon_1(\varkappa), \qquad (22)$$

где индексом нуль обозначен импульс падающего нейтрона. Два знака во втором равенстве (22) соответствуют поглощению и излучению магнона.

Введем полярные координаты k и φ:

$k_{\parallel}=k\sin\varphi,\ \ k_x=k\cos\varphi.$

Тогда на основе равенств (22) получаем

$$\frac{\varkappa^2}{\sin^2\varphi}=k^{0^2}\mp\varepsilon_1(\varkappa)\frac{2m_n}{\hbar^2}. \qquad (23)$$

Формула (23) позволяет делать выводы относительно углов рассеяния нейтронов φ при поглощении и излучении локализованных магнонов с квадратичным или линейным спектром. Так, например, при излучении магнона с квадратичным спектром равенство (23) получает вид

$$\frac{\varkappa^2}{\sin^2\varphi}=k^{02}-\Lambda\varkappa^2, \tag{24}$$

где обозначено

$$\Lambda\equiv\frac{2m_n g\mu_0 M^0\alpha}{\hbar^2}. \tag{25}$$

Из равенства (24) определяем величину $\varkappa$ и подставляем в условие квадратичности спектра $\varkappa\gg\sqrt{4\pi/\alpha}$, откуда следует, что угол рассеяния нейтрона, излучившего магнон с квадратичным спектром, должен удовлетворять неравенству

$$\sin\varphi_2^e\gg\left[\frac{4\pi}{\alpha k^{02}-4\pi\Lambda}\right]^{1/2}; \tag{26}$$

обратному неравенству удовлетворяют углы рассеяния нейтронов, излучивших магноны с линейным спектром. При поглощении магнонов критическим углом считается величина

$$\arcsin\varphi=\left[\frac{4\pi}{\alpha k^{02}+4\pi\Lambda}\right]^{1/2}. \tag{27}$$

Чтобы отличать от рассеяния на «объемных» магнонах, необходимо установить, каким условиям удовлетворяют углы рассеяния в этом случае. Запишем закон дисперсии «объемных» волн в виде с явно выделенной «щелью»

$$\varepsilon_2(\vec{q})\approx g\mu_0 M^0(\alpha q^2+\beta),$$

где $\vec{q}$ — импульс передачи: $\vec{q}=\vec{k}-\vec{k}_0$, и подставим в закон сохранения энергии. Полученное квадратичное уравнение относительно величины $|\vec{k}|$ имеет решение только при неотрицательном дискриминанте, т. е. при углах рассеяния φ:

$$\sin^2\varphi_{об}\leqslant\frac{1}{\Lambda^2}-\frac{\Lambda-1}{\Lambda}\frac{1}{k^{02}\delta^2}. \tag{28}$$

Полученные условия для углов рассеяния позволяют выделять рассеяние на двух типах магнонов. Зная энергию падающих и рассеянных на данном угле нейтронов, можно определить кривую дисперсии магнонов.

Наконец, рассмотрим зависимость угла рассеяния φ от температуры образца T. Так как большая часть магнонов обладает энергией $\varepsilon(\varkappa)$, удовлетворяющей неравенству

$$\varepsilon(\varkappa)\leqslant T,$$

то из него и из закона сохранения энергии следует, что нейтроны, поглотившие локализованные магноны с квадратичным спектром, рассеиваются при углах, удовлетворяющих неравенству

$$\sin\varphi_2\leqslant\left(\frac{T}{Q+\Lambda T}\right)^{1/2},$$

где $Q = g\mu_0 M^0 \alpha k^{0^2}$. Аналогично нейтроны, поглотившие магноны с линейным спектром, будут рассеиваться под углами, удовлетворяющими неравенству

$$\sin\varphi_1 \leqslant \frac{T}{\sqrt{\Lambda T_0 T + Q'}},$$

где $Q' = (\alpha k^\circ / 4\pi) T_0^2$ и $T_0 = 4\pi g\mu_0 M^0$.

В заключение приношу искреннюю благодарность А. А. Абрикосову за постановку темы и постоянное внимание к работе. Приношу также благодарность Ю. Г. Абову и Н. А. Черноплекову.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бушев М. К. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., **12**, № 6, 1971.
2. Бушев М. К. ЖЭТФ, 58, 996, 1970.
3. Изюмов Ю. А., Озеров Р. П. Магнитная нейтронография. М., «Наука», 1966.

Поступила в редакцию
21.10 1970 г.

Кафедра
квантовой теории