ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Р4 - 7947

Е.А.Ткаченко, А.Л.Куземский

РАССЕЯНИЕ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ НА ГЕМАТИТЕ В СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

1974

ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P4 - 7947

Е.А.Ткаченко, А.Л.Кузeмский

РАССЕЯНИЕ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ НА ГЕМАТИТЕ В СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Направлено в журнал "Физика твердого тела"

Ткаченко Е.А., Куземский А.Л. Р4 - 7947

Рассеяние медленных нейтронов на гематите в сильных магнитных полях

Вычисляется сечение упругого и неупругого рассеяния медленных нейтронов в гематите при низких температурах в сильных магнитных полях $H_\perp$ [111], при которых вектор антиферромагнетизма скачком поворачивается в базисную плоскость. Используется четырехподрешеточная модель Герберта[1,2] и приближение свободных спиновых волн. Результаты сравниваются с экспериментом по неупругому рассеянию нейтронов.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна, 1974

Tkachenko E.A., Kuzemsky A.L. P4 - 7947

Slow Neutron Scattering in Haematite in the Strong Magnetic Fields

The elastic and inelastic slow neutron cross-sections in the low-temperature phase of haematite in the strong magnetic fields $H_\perp$ [111], in which the antiferromagnetic vector is reversed at the basal plane, are calculated. Herbert's[1,2] four-sublattice model and free spin-wave approximation are used. The results are compared with the neutron inelastic scattering experiments.

Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1974

1. В последнее время Гербертом[1,2] была развита микроскопическая теория спиновых волн в монокристалле гематита ($\alpha - Fe_2O_3$) в области низких температур. Использовалась четырехподрешеточная модель с тензорным взаимодействием гейзенберговского типа. Предыдущие расчеты спиновых волн были основаны на двухподрешеточной модели, в которой оптические моды не принимаются во внимание[3,5]. Использование четырехподрешеточной модели в работе Герберта[1,2] было связано с предположением, что оптические спиновые моды в $\alpha - Fe_2O_3$ могут иметь энергию, сравнимую с энергией акустических мод. Поэтому в работах[1,2] высказано соображение, что фазовый переход Морина ($T_m \approx 260\,°K$) может быть связан с нестабильностью низколежащей оптической моды /мягкая мода/, а не акустической, как в двухподрешеточной модели. Внешнее магнитное поле во внимание не принималось.

Известно[6-10], однако, что при температурах ниже точки Морина постоянное магнитное поле H, приложенное перпендикулярно оси [111], может приводить к тому, что вектор антиферромагнетизма скачком повернется в базисную плоскость. Происходит индуцированный магнитным полем фазовый переход первого рода /подробный обзор см. в работе [10]/. Если обобщить рассмотрение Герберта для случая с внешним магнитным полем ($H \perp [111]$), то можно найти критическую величину поля, при которой происходит поворот вектора антиферромагнетизма в базисную плоскость. Этот поворот также приводит к наблюдаемым эффектам в сечении рассеяния медленных нейтронов. Вычисление сечения рассеяния медленных нейтронов и сравнение его с экспериментальными нейтронными исследованиями спиновых волн в гематите[11,12] представляет особенный интерес в связи с недавно появившейся критикой работ Герберта. Дело в том, что нестабильность оптической моды в теории Герберта возникала вследствие учета магнон-магнонных взаимодействий, поскольку в простейшем спин-волновом приближении возникающая перенормировка энергий свободных магнонов E_0 оказывалась пропорциональной$(E_0)^{-1}$. Учет взаимодействия между магнонами в приближении хаотических фаз[13] привел к перенормировке пропорциональной E_0, т.е. обратной результату Герберта. В настоящей работе мы покажем, что если в рамках теории Герберта привести численные оценки энергии оптической спин-волновой моды в приближении ближайших соседей, то полученная величина будет порядка 10^3 °K, что соответствует экспериментальному значению[12]. Поэтому, даже в рамках спин-волновой теории, следует склониться в пользу соображения о том, что поправка за счет магнонных взаимодействий должна быть мала.

Обсуждению указанных вопросов и посвящена настоящая статья.

2. Будем исходить из модельного гамильтониана, использовавшегося в работе Герберта[1], добавив член взаимодействия с внешним магнитным полем $H \perp [111]$

$$\begin{aligned}\mathcal{H} = 1/2 \sum_{ij} \{ & J^{\mu}_{ij} \vec{S}'^{\mu}_i \vec{S}'^{\mu}_j + J^{\gamma}_{ij} \vec{S}'^{\gamma}_i \vec{S}'^{\gamma}_j + J^{\tau}_{ij} \vec{S}'^{\tau}_i \vec{S}'^{\tau}_j + \\ & + J^{\nu}_{ij} \vec{S}'^{\nu}_i \vec{S}'^{\nu}_j + K^{\mu}_{ij} S'^{z\mu}_i S'^{z\mu}_j + K^{\gamma}_{ij} S'^{z\gamma}_i S'^{z\gamma}_j + \\ & + K^{\tau}_{ij} S'^{z\tau}_i S'^{z\tau}_j + K^{\nu}_{ij} S'^{z\nu}_i S'^{z\nu}_j + D^{\mu}_{ij} (S'^{x\mu}_i S'^{y\gamma}_j - \\ & - S'^{x\gamma}_i S'^{y\mu}_j) + D^{\tau}_{ij} (S'^{x\tau}_i S'^{x\nu}_j - S'^{x\nu}_i S'^{y\tau}_j) \} - \\ & - g\mu_B H \sum_i S'^{x\gamma}_i . \end{aligned} \qquad /1/$$

Гамильтониан /1/ записан в псевдоспиновых переменных, введенных И.Е.Дзялошинским[14] в кристаллографической системе координат, связанной с осями симметрии кристалла, что отмечено штрихом при псевдоспиновых операторах. Индексы μ, γ, τ, ν являются индексами псевдоспиновых подрешеток.

Включение магнитного поля приводит к дополнительным сложностям при расчете спектра спиновых волн. Дело в том, что переход к бозонным операторам осуществляется в системе квантования спинов каждой подрешетки, т.е. ее ось должна совпадать с равновесным направлением намагниченности подрешетки. При учете поля ось квантования спинов занимает некоторое промежуточное положение между ромбоэдрической осью и базисной плоскостью, характеризуемое углом θ. Поэтому

$$\begin{aligned} S'^{x} &= S^{x} \\ S'^{y} &= S^{y}\cos\theta - S^{z}\sin\theta \\ S'^{z} &= S^{y}\sin\theta + S^{z}\cos\theta . \end{aligned} \qquad /2/$$

Переходя далее к бозонным операторам с помощью преобразования Дайсона-Малеева и диагонализируя квадратично-линейную часть гамильтониана, получим гамильтониан в спин-волновом приближении

$$\mathcal{H} = E_0 + \sum_k (\lambda^{\mu}_k \mu^+_k \mu_k + \lambda^{\gamma}_k \gamma^+_k \gamma_k + \lambda^{\tau}_k \tau^+_k \tau_k + \lambda^{\nu}_k \nu^+_k \nu_k). \qquad /3/$$

Спектр свободных спиновых волн в гематите с учетом поля имеет вид:

$$\begin{aligned}(\lambda^{\mu a}_k) = & 1/4\, S^2 N[J^{\mu}(k) + J^{\gamma}(k) - 2J^{\mu}(0) + \sin^2\theta\, K^{\mu}(k) + \\ & + i\cos\theta\, D^{\mu}(k)]^2 - 1/4\, S^2 N[J^{\gamma}(k) - J^{\mu}(k) - K^{\mu}(k)\sin^2\theta - \\ & - i\cos\theta\, D^{\mu}(k)]^2 \end{aligned} \qquad /4/$$

$$(\lambda_k^{\gamma a})^2 = 1/4\,S^2N[\,J^{\mu}(k) + J^{\gamma}(k) - 2J^{\mu}(0) + \sin^2\theta K^{\gamma}(k) -$$

$$- i\cos\theta D^{\mu}(k)\,]^2 - 1/4S^2N[\,J^{\gamma}(k) - J^{\mu}(k) + K^{\gamma}(k)\sin^2\theta -$$

$$- i\cos\theta D^{\mu}(k)\,]^2 \qquad /5/$$

$$(\lambda_k^{\tau o})^2 = 1/4S^2N[\,J^{\tau}(k) + J^{\nu}(k) - 2J^{\mu}(k) + \sin^2\theta K^{\tau}(k) +$$

$$+ i\cos\theta D^{\tau}(k)\,]^2 - 1/4S^2N[\,J^{\nu}(k) - J^{\tau}(k) - K^{\tau}(k)\sin^2\theta -$$

$$- i\cos\theta D^{\tau}(k)\,]^2 \qquad /6/$$

$$(\lambda_k^{\nu o}) = 1/4S^2N[\,J^{\tau}(k) + J^{\nu}(k) - 2J^{\mu}(0) + \sin^2\theta K^{\nu}(k) -$$

$$- i\cos\theta D^{\tau}(k)\,]^2 - 1/4S^2N[\,J^{\nu}(k) - J^{\tau}(k) + K^{\nu}(k)\sin^2\theta -$$

$$- i\cos\theta D^{\tau}(k)\,]^2. \qquad /7/$$

Индексы "a" и "o" означают, соответственно, акустическую и оптическую ветви спектра. Энергия основного состояния равна

$$E_0 = 4S(S+1)\sum_{ij} j_{ij}^{\mu} + 4S^2\cos\theta \sum K_{ij}^{\mu} + E_0^1 \qquad /8/$$

$$E_0' = 3S^2N^{1/2}A \cdot 1/2(1-A)^{-1/2}\left[\,g^2\frac{\mu_B^2H^2}{4S^2N} + \frac{\sin^2\theta\cos^2\theta}{N}K^{\mu}(0)\right] \qquad /9/$$

$$A = (J^{\gamma}(0) - J^{\mu}(0) - K^{\mu}(0)\sin^2\theta)(J^{\mu}(0) + J^{\gamma}(0) + K^{\mu}(0)\sin^2\theta)^{-1}.$$

3. Определение зависимости угла $\theta = \theta(H)$ является важным моментом, поскольку этот угол играет роль макроскопического параметра, определяющего характер индуцированного полем фазового перехода. После минимизации термодинамического потенциала Φ по компонентам вектора ферромагнетизма $\vec{m}$ и азимутальному углу ϕ /см. [14] / величина Φ может быть представлена в виде функции θ и H. Можно показать, что $\partial\Phi(\theta, H)/\partial H \sim \cos\theta$ и $\partial^2\Phi(\cos\theta, H)/\partial H \sim \partial\cos\theta/\partial H$, откуда видно, что характер фазового перехода будет определяться поведением $\cos\theta(H)$. Легко видеть, что

$$\cos\theta = \frac{1}{2S}\langle S'^{z\mu}\rangle = \tfrac{1}{2}S(\langle S^{y\mu}\rangle\sin\theta + \langle S^{z\mu}\rangle\cos\theta)\,, \qquad /10/$$

откуда непосредственно следует, что уравнение для определения $\theta(H)$ имеет вид:

$$\langle S^{z\mu}\rangle = 2S. \qquad /11/$$

В терминах операторов спиновых волн это уравнение принимает следующую форму:

$$\sum_k \{(\epsilon_k^{\mu})^{-1}\langle\mu_k^+\mu_k\rangle + (\epsilon_k^{\gamma})^{-1}\langle\gamma_k^+\gamma_k\rangle + (\epsilon_k^{\tau})^{-1}\langle\tau_k^+\tau_k\rangle +$$

$$+ (\epsilon_k^{\nu})^{-1}\langle\nu_k^+\nu_k\rangle + m_k^2 + \bar{m}_{-k}^2 + p_k^2 + \bar{p}_k^2\} = N(T)\,,$$

где

$$N(T) = \frac{J^{\gamma}(0) - J^{\mu}(0) + \sin^2\theta K^{\mu}(0)}{16S(J^{\gamma}(0) - J^{\mu}(0))K^{\mu 2}(0)\sin^4\theta}\,g^2\mu_B^2H^2 + \qquad /12/$$

$$+ S\frac{J^{\gamma}(0) - J^{\mu}(0) + \sin^2\theta K^{\mu}(0)}{4(J^{\gamma}(0) - J^{\mu}(0))\sin^2\theta} - S\frac{J^{\gamma}(0) - J^{\mu}(0) + \sin^2\theta K^{\mu}(0)}{4(J^{\gamma}(0) - J^{\mu}(0))}$$

- среднее число спиновых отклонений. Учитывая теперь, что $|K^{\mu}(0)| \ll |J^{\gamma}(0)|$, $|J^{\mu}(0)|$ /см. [1,2]/, найдем выражение для критического поля из условия обращения в нуль z-компоненты вектора антиферромагнетизма $\vec{\ell}$, т.е. из условия $\sin\theta = 1$. Находя из /12/ выражение для $\sin^2\theta$ и приравнивая затем $\sin\theta$ единице, получим, что величина критического поля равна

$$H_{\text{кр}} = \frac{K^{\mu}(0)}{g\mu_B}\sqrt{\frac{8(J^{\gamma}(0) - J^{\mu}(0))[2SN(\tau) - S^2]}{J^{\gamma}(0) + J^{\mu}(0) + K^{\mu}(0)}} . \qquad /13/$$

Как видно из /13/, $H_{\text{кр}}$ по порядку величины равно эффективному полю анизотропии. Нетрудно проверить, что производная $\partial \sin\theta / \partial H$ терпит скачок в точке $H = H_{\text{кр}}$. Таким образом, приближение свободных спиновых волн приводит к заключению, что индуцированный полем фазовый переход является фазовым переходом второго рода, причем в качестве малого параметра в разложении термодинамического потенциала можно использовать величину $\cos\theta$. Подробный анализ фазовых состояний кристаллов типа гематита во внешнем магнитном поле с учетом магнитной симметрии можно найти в работах /10, 14–18/.

4. В настоящее время рассеяние медленных нейтронов широко используется для изучения статических и динамических свойств магнитоупорядоченных кристаллов /19/. Большое число работ было посвящено исследованию дифракции нейтронов в гематите /20/. Сечение неупругого рассеяния в гематите было измерено только в самое последнее время /12/. Дифференциальное сечение рассеяния медленных нейтронов в гематите имеет вид /19/:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega\, dE_{p'}} = (r_0\gamma)^2 p'/p \sum_{jj'} F_j(q) F_{j'}(q) \times$$

$$\times e^{-iq(r_j - r_{j'})} \sum_{n,n'} e^{-iq(r_n - r_{n'})} \{[1-(e_y \sin\theta + e_z \cos\theta)^2] 1/2\pi h \times$$

$$\times \int_{-\infty}^{\infty} e^{i/h(E_p - E_{p'})t} \langle S^z_{hj}(0) S^z_{h'j'}(t)\rangle dt + (1 - e_x^2) 1/2\pi h \times$$

$$\times \int e^{i/h(E_p - E_{p'})t} \langle S^x_{hj}(0) S^x_{h'j'}(t)\rangle dt +$$

$$/14/$$

$$+ [1 - (e_y \cos\theta + e_z \sin\theta)^2] 1/2\pi h \times$$

$$\times \int_{-\infty}^{\infty} e^{i/h(E_p - E_{p'})t} \langle S^y_{hj}(0) S^y_{h'j'}(t)\rangle dt\} .$$

Сечение рассеяния /14/ записано с учетом преобразования /2/. Суммирование ведется по подрешеткам $j(j = a, b, c, d)$ и по элементарным ячейкам n. Сечение упругого рассеяния медленных нейтронов определяется первым слагаемым в /14/, которое после использования приближения свободных спиновых волн принимает форму:

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega\, dE_{p'}}\right) = (r_0\gamma)\frac{(2\pi)^3 N}{v_0} R F^2(q)[1-(e_y \sin\theta + e_z \cos\theta)^2] \times$$

$$\times \sum_{jj'} \sigma_j \sigma_{j'} \exp[-iq(r_j - r_{j'})] \sum_{\tau} \delta(q-\tau)\, \delta(E_p - E_{p'}) , \qquad /15/$$

где

$$R = s^2 - 5/16\, NB + (32N)^{-2} B^2 + 1/16N\, X[B/32N - S + 1/64N\, X] \qquad /16/$$

$$X = \sum_{ks} X_{-ks} n_{ks} ; \quad B = \sum_{ks} \Psi_{ks} \qquad /17/$$

$$X_{-ks}=\begin{pmatrix} \ell^2_{-k} + m^2_{-k} \\ \bar{\ell}^2_{-k} + \bar{m}^2_{-k} \\ n^2_{-k} + p^2_{-k} \\ \bar{n}^2_{-k} + \bar{p}^2_{-k} \end{pmatrix}; \quad \Psi_{ks}=\begin{pmatrix} m_k & m_k \\ \bar{m}_k & \bar{m}_k \\ p_k & p_k \\ \bar{p}_k & \bar{p}_k \end{pmatrix} \qquad /18/$$

Здесь ℓ^2_k, m^2_k, n^2_k, p^2_k - параметры унитарного преобразования операторов вторичного квантования, явный вид которых выписан в /1,2/.

Угловое положение каждого рефлекса на нейтронограмме определяется условием Вульфа-Брэгга, и интенсивность будет пропорциональна модулю структурного фактора.

$$F_{hk\ell}=(r_0\gamma)F(q)\sqrt{1-(e_y \sin\theta+e_z \cos\theta)^2}\sum_j \sigma_j\, e^{2\pi i(hx_j+ky_j+\ell z_j)}, \qquad /19/$$

где x_j, y_j, z_j - параметры, определяющие положение рассеивающего центра j. В случае слабых ферромагнетиков, к которым принадлежит гематит, рассеяние можно связать с двумя векторами: ферро- $\vec{m}$ и антиферромагнетизма $\vec{\ell}$, задающими магнитную структуру. С каждым вектором связан структурный фактор. Так как $m^2 \ll \ell^2$, то из-за трудностей обнаружения слабой ферромагнитной части обычно исследуется только антиферромагнитная часть магнитного рассеяния. Из /19/ видно, что по упругому рассеянию нейтронов можно, в принципе, снять зависимость $\theta(H)$. В достаточно сильных магнитных полях, т.е. $H \approx H_{кр}$ величина $F_{hk\ell}$ становится пропорциональной $\sqrt{1-e_y^2}$. Таким образом, по достижении критического значения поля интенсивность магнитного рассеяния, определяющегося вектором антиферромагнетизма, должна изменяться.

5. Дифференциальное сечение неупругого поперечного рассеяния в гематите, определяющего спектр спиновых волн, имеет вид:

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega\, dE_{p'}}\right)_{неупр.} = (r_0\gamma)^2 p'/p\, F^2(q)\, \frac{(2\pi)^3 N}{v_0}\left(\frac{1}{2}\sqrt{\frac{S}{N}}\right)^2 \times$$

$$\times\{(1-e_x^2)\sum_{jj'} \exp[-iq(r_j-r_{j'})]\sum_{k,s,\tau} W^{(x)}_{-ksj}\cdot W^{(k)}_{-ksj}\times \qquad /20/$$

$$\times[n_{ks}\,\delta(E-\lambda_{ks})\,\delta(q-k-\tau)+(1-n_{ks})\,\delta(E+\lambda_{ks})\,\delta(q+k-\tau)]-$$

$$-[1-(e_J\cos\theta+e_2\sin\theta)^2]\sum_{jj'}\exp[-iq(r_j-r_{j'})]\sum_{ks\tau} W^{(x)}_{-ksj}\, W^{(y)}_{-ksj}\times$$

$$\times[n_{ks}\,\delta(E-\lambda_{ks})\,\delta(q-k-\tau)+(1+n_{ks})\,\delta(E+\lambda_{ks})\,\delta(q+k-\tau)]\},$$

где $W^{(x,y)}_{ksj}$ - матрицы 4 х 4, определяющиеся величинами m_k, ℓ_k, p_k, n_k, явный вид которых мы не выписываем из-за их громоздкости. Интенсивность пиков неупруго рассеянных нейтронов пропорциональна модулю динамического структурного фактора. В данном случае нужно определить два структурных фактора $M^x(q)$ и $M^y(q)$, что связано с тем, что внешнее магнитное поле нарушает симметрию рассеяния по x- и y-компонентам спина.

$$M^{(x)}_{-ks}(q) = \sqrt{(1-e_x^2)}\sum_j e^{-iqr_j}\, W^{(x)}_{-ksj} \qquad /21/$$

$$M^{y}_{-ks}(q) = \sqrt{[1-(e_y\cos\theta+e_z\sin\theta)^2]}\sum_j e^{-iqr_j}\, W^{(y)}_{-ksj}. \qquad /22/$$

Интенсивность пиков пропорциональна $|M^x_{-ks}(q)|^2-|M^y_{-ks}(q)|^2$. Видно, что при достижении критического поля, т.е. при $\sin\theta=1$ интенсивность пиков неупругого рассеяния также меняется. Такое поведение пиков упругого и неупругого рассеяния в сильных магнитных полях представляет интерес для сопоставления результатов экспериментов по упругому и неупругому рассеянию нейтронов на монокристалле гематита. Это позволило бы определить поведение спектра спиновых волн в зависимости от поля и определить зависимость $H_{кр}(\tau)$ для низкотемпературной фазы гематита.

Для сравнения теоретического спектра спиновых волн с экспериментальными результатами Самуэльсена и Ширане /12/ оценим величины /4/-/7/ в приближении ближайших соседей. Вводя три основных трансляции ромбоэдрической ячейки $\vec{t}_1$, $\vec{t}_2$, $\vec{t}_3$ и вектора $\vec{\rho}_1$, $\vec{\rho}_2$, $\vec{\rho}_3$, $\vec{\rho}_4$, определяющие позиции магнитных ионов в элементарной ячейке, запишем величины $J^{\mu}(k)$, $J^{\gamma}(k)$, $J^{\tau}(k)$ и $J^{\nu}(k)$ через константы суперобмена в приближении ближайших соседей J_1, J_2, J_3, J_4 /см. /11//. Согласно результатам измерений Самуэльсена и Ширане

$$J_1=6{,}0\pm1{,}6\,°K;\quad -J_2=1{,}6\pm0{,}6\,°K;\quad -J_3=29{,}7\pm2{,}0\,°K \qquad /23/$$

$$-J_4=23{,}2\pm1{,}0\,°K,$$

величины $J(0)$, $i=\mu,\gamma,\tau,\nu$ равны

$$J^{\mu}(0)=1/\sqrt{N}\,[-6J_1-4J_3-2J_4+4J_2]$$

$$J^{\gamma}(0)=1/\sqrt{N}\,[6J_1+4J_3+2J_4+4J_2] \qquad /24/$$

$$J^{\tau}(0)=1/\sqrt{N}\,[-6J_1-4J_3+2J_4-4J_2]$$

$$J^{\nu}(0)=1/\sqrt{N}\,[6J_1+4J_3-2J_4-4J_2].$$

Подставляя /24/ в /4/-/7/, найдем спектр спиновых волн в приближении ближайших соседей

$$(\lambda_0^{\mu a})^2=\frac{S^2}{4}[12J_1+8J_3+4J_4+\sin^2\theta K^{\mu}(0)]^2-$$

$$-\frac{S^2}{4}[12J_1+8J_3+4J_2-\sin^2\theta K^{4}(0)]^2 \qquad /25/$$

$$(\lambda_0^{\gamma a})=\frac{S^2}{4}[12J_1+8J_3+4J_4+\sin^2\theta K^{\gamma}(0)]^2-$$

$$-\frac{S^2}{4}[12J_1+8J_3+4J_2-\sin^2\theta K^{\gamma}(0)]^2 \qquad /26/$$

$$(\lambda_0^{\tau o})=\frac{S^2}{4}[-16J_2+12J_1+8J_3+4J_2+\sin^2\theta K^{\tau}(0)]^2-$$

$$-\frac{S^2}{4}[12J_1+8J_3-4J_2-\sin^2\theta K^{\tau}(0)]^2 \qquad /27/$$

$$(\lambda_0^{\nu o})=\frac{S^2}{4}[-16J_2+12J_1+8J_3+4J_2+\sin^2\theta K^{\nu}(0)]^2-$$

$$-\frac{S^2}{4}[12J_1+8J_3-4J_2-\sin^2\theta K^{\nu}(0)]^2 \qquad /28/$$

Используя значения /23/, оценим величины /27/, /28/, и /8/

$$E_0\approx 4S(S+1)(-6J_1-2J_4-4J_3+4J_2)\approx 978\,°K$$

$$\lambda^{\tau,\nu\,o}\approx 61\,°K$$

$$\lambda_0^{\tau,\nu o}+E\approx 1040\,°K, \qquad /29/$$

Измеренное значение энергии оптической ветви в работе равнялось 1125° К и слабо зависело от температуры. Полученная оценка /29/ по порядку величины довольно хорошо согласуется с экспериментальным значением, если принять во внимание, что магнонные взаимодействия не учитывались.

6. Таким образом, проведенное в настоящей работе обобщение теории Герберта для случая с внешним магнитным полем H [111] позволило рассмотреть сечение рассеяния медленных нейтронов в сильных магнитных полях, т.е. при $H \approx H_{кр}$, при которых вектор антиферромагнетизма скачком поворачивается в базисную плоскость. Интенсивность пиков упругого и неупругого рассеяния также меняется, что позволяет исследовать область фазового перехода. Особенностью магнитного рассеяния при наличии внешнего магнитного поля является также асимметрия рассеяния на поперечных компонентах спина. Температурная зависимость рассеяния определяется температурной зависимостью критического поля $H_{кр}(\tau)$ по формуле /13/. Проведенные численные оценки энергии оптических мод хорошо согласуются с экспериментальными значениями.

Для более детального понимания картины фазового перехода Морина и роли анизотропных взаимодействий необходимо учесть взаимодействие между магнонами. Хотя полученные оценки величины энергии оптической моды показывают, что поправка за счет магнон-магнонных взаимодействий должна быть мала, этот вопрос нуждается в дополнительных теоретических и экспериментальных исследованиях, так как экспериментальные значения величин J_1, J_2, J_3, J_4 и констант анизотропии нельзя считать твердо установленными. Следует также отметить, что метод ПВК обладает ограниченной областью применимости. Методом, позволяющим рассмотреть более широкий интервал температур, является приближение хаотических фаз. Мы предполагаем более подробно рассмотреть эти вопросы в дальнейшем.

В заключение выражаем глубокую благодарность И.Коцеву, В.В.Нитцу, А.Павликовскому и Н.М.Плакиде за ценные дискуссии.

Литература

1. D.C.Herbert. J.Phys., C2, 1606, 1614, 1969.
2. D.C.Herbert. J.Phys., C3, 891, 1970.
3. А.С.Боровик-Романов, ЖЭТФ, 36, 766, 1959; Е.А.Туров. ЖЭТФ, 36, 1254, 1959.
5. И.Н.Калинина. ЖЭТФ, 43, 2028, 1962.
6. T.Kaneko, S.Abe, J.Phys. Soc. Jap., 20, 2001, 1965.
7. G.Ginader, S.Shtrikman. Sol. St. Commun., 4, 459, 1966.
8. В.И.Ожогин, В.Г.Шапиро. ЖЭТФ, 54, 96, 55, 1734, 1968.
9. S.Foner. J.Appl.Phys., 39, 411, 1968.
10. I.S.Jacobs, R.A.Beyerlein, S.Foner, I.P.Remeika. Inter.J.Magnetism, I, 193, 1971.
11. E.J.Samuelsen. Physica, 43, 353, 1969.
12. E.J.Samuelsen, G.Shirane. Phys.Stat.Sol., 42, 241, 1970.
13. O.Nagai, N.L.Bonavito, T.Tanaka. J.Phys., C5, 1226, 1972.
14. И.Е.Дзялошинский. ЖЭТФ, 32, 1549, 1957.
15. В.В.Нитц. ФТТ, 16, 213, 1974.
16. Г.К.Чепурных. ФТТ, 15, 3125, 1973.
17. Р.А.Восканян, Р.З.Левитин. ЖЭТФ, 53, 511, 1967.
18. М.И.Каганов, А.А.Ягубов. ФММ, 36, 1127 /1973/.
19. Ю.А.Изюмов, Р.А.Озеров. Магнитная нейтронография. Физматгиз, 1963.
20. R.Nathaus, S.J.Pickart, H.A.Alperin, P.J.Brown. Phys.Rev., 136, A1641, 1964.

Рукопись поступила в издательский отдел 14 мая 1974 года.