

О РАССЕЯНИИ СВЕТА В МАГНЕТОДИЭЛЕКТРИКАХ ВБЛИЗИ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ВТОРОГО РОДА

В. С. Львов

Рассматривается рассеяние света вблизи фазового перехода второго рода в ферромагнетиках (ФМ) и антиферромагнетиках (АФМ). Показано, например, что в ФМ увеличение интенсивности рассеяния вблизи фазового перехода второго рода должно происходить в кристаллах любой симметрии в отличие от сегнетоэлектриков, где для этого требуется отсутствие центра инверсии в несегнетоэлектрической фазе. Увеличение интенсивности рассеяния вблизи температуры Нееля будет происходить только в тех АФМ, симметрия которых допускает существование слабого ферромагнетизма. Обсуждаются поляризационные свойства рассеянного излучения.

Известно [1], что вблизи фазового перехода второго рода растут флуктуации характеризующих его параметров. Вместе с ними растут флуктуации электрической и магнитной проницаемостей, и это приводит к увеличению интенсивности рассеяния света вблизи перехода. В сегнетоэлектриках это явление детально рассматривалось в ряде работ [2, 3]. В магнитоупорядоченных диэлектриках — ФМ и АФМ — рассеяние света обладает рядом особенностей, обсуждению которых посвящена эта работа. Кроме того, в Приложении мы рассмотрим в рамках теории молекулярного поля (совпадающей по результатам с термодинамической теорией Ландау) флуктуации намагниченностей подрешеток, определяющие интенсивность рассеяния света, и обсудим, насколько близко к фазовому переходу применимо это приближение.

1. Особенности рассеяния света ферромагнетиками

При изучении рассеяния света вблизи фазового перехода обычно исходят из разложения тензора диэлектрической проницаемости $\epsilon_{\alpha\beta}$ в ряд по степеням параметра μ , характеризующего фазовый переход

$$\epsilon_{\alpha\beta} = \epsilon_{\alpha\beta}^0 + \lambda_{\alpha\beta\gamma} \mu_\gamma + \lambda_{\alpha\beta\gamma\delta} \mu_\gamma \mu_\delta + \dots$$

В сегнетоэлектриках роль параметра μ играет вектор спонтанной поляризации $\mathbf{P}$. При этом $\lambda_{\alpha\beta\gamma}$ — тензор третьего ранга в кристаллах, имеющих (в несегнетоэлектрической фазе) центр инверсии, $\lambda_{\alpha\beta\gamma} = 0$. Интенсивность рассеянного на флуктуациях μ света тогда будет определяться квадратичными членами $\lambda_{\alpha\beta\gamma\delta} \mu_\gamma \mu_\delta$, она будет пропорциональна произведению квадрата среднего значения μ ($\bar{\mu}^2$) на флуктуации μ ($(\mu - \bar{\mu})^2$). Вблизи температуры фазового перехода второго рода T_c $\bar{\mu}^2 \sim \tau$, а $(\mu - \bar{\mu})^2 \sim \tau^{-1} \left(\tau \equiv \frac{T_c - T}{T_c} \right)$, поэтому в таких кристаллах не должно наблюдаться увеличение интенсивности рассеяния вблизи фазового перехода второго рода; аномально большое рассеяние происходит лишь вблизи критической точки [3].

В ферромагнетиках μ — это псевдовектор намагниченности $\mathbf{m}$, поэтому [4] $\lambda_{\alpha\beta\gamma}$ — антисимметричный по $\alpha\beta$ псевдотензор третьего ранга; он от-

личен от нуля в кристаллах любой симметрии. Например, в кубических кристаллах $\lambda_{\alpha\beta\gamma} = i\delta_{\alpha\beta\gamma}$, где $\delta_{\alpha\beta\gamma}$ — полностью антисимметричный псевдотензор ($\delta_{123} = 1$), а λ вещественно. Таким образом, в ФМ любой симметрии должно наблюдаться увеличение интенсивности рассеяния света вблизи температуры Кюри T_c ; оно связано с ростом флуктуаций продольных компонент намагниченности $\langle m_z m_z \rangle_q$. Коррелятор $\langle m_z m_z \rangle_q$ определен соотношением (II, 5), его поведение вблизи T_c рассматривается в Приложении.

Используя обычное выражение для интенсивности рассеянного на флуктуациях $\varepsilon_{\alpha\beta}$ света [5] и учитывая связь между рассеянием света в магнитоэлектриках и эффектом Фарадея, рассмотренную автором в работе [4], нетрудно получить выражение для коэффициента экстинкции h в ФМ вблизи T_c , когда можно учитывать только флуктуации $\langle m_z m_z \rangle_q$ ¹

$$h = \frac{2}{\varepsilon} \Phi_m^2 \left(\frac{\omega}{c} \right) \left(\frac{a}{\lambda} \right)^3 \frac{\langle m_z m_z \rangle_q}{(\mu S)^2} (e_x^1 e_y^2 - e_x^2 e_y^1)^2; \quad (1)$$

$$\frac{\langle m_z m_z \rangle_q}{(\mu S)^2} =$$

$$= \frac{S+1}{3S} \begin{cases} \left[2\tau_f + \frac{(aq)^2 r_f^2}{6} \right]^{-1}, & \tau_f = \frac{T_c - T}{T_c} > 0, \quad H = 0; \\ \left[|\tau_f| + \frac{(aq)^2 r_f^2}{6} \right]^{-1}, & \tau_f < 0, \quad H = 0; \\ \left[(9Ch_f^2)^{1/3} + \frac{(aq)^2 r_f^2}{6} \right]^{-1}, & \tau_f = 0, \quad h_f = \frac{H}{H_E}. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь Φ_m — угол поворота плоскости поляризации света при распространении его (при $T=0$) вдоль намагниченности m ($m \parallel z$) на расстоянии, равном длине волны λ в кристалле; a^3 — объем элементарной ячейки, μS — ее магнитный момент при $T=0$. e^1, e^2 — векторы поляризации падающего и рассеянного света; ω — его частота, а q — изменение импульса света при рассеянии. Выражения (2) для $\langle m_z m_z \rangle_q$ получены в Приложении, обменное поле H_E и безразмерный радиус взаимодействия r_f определены формулами (II, 6), (II, 7). Выражение (1) получено для кубических и одноосных ФМ в пренебрежении их оптической анизотропией; предполагается, что преобладает любой из двух механизмов рассеяния — «магнитный» или «электрический», предложенных соответственно Бассом, Кагановым [6] и Эллиотом, Лондоном [7].

Из (1) и (2) видно, что интенсивное рассеяние должно происходить как выше, так и ниже температуры Кюри T_c , причем отношение коэффициентов экстинкции при равном расстоянии от T_c равно 2. Интересно сравнить интенсивности рассеяния света в ФМ вблизи T_c ($h \left(\frac{T_c - T_1}{T_c} \right)$) и вдали от нее [4] при $T_2 < T_c$. По порядку величины

$$\frac{h \left(\frac{T_c - T_1}{T_1} \right)}{h(T_2)} \simeq \text{th} \frac{\Delta \mathcal{J}(0)}{T_2} \left[2 \frac{T_c - T_1}{T_c} + \frac{(aq)^2 r_f^2}{6} \right]^{-1} \simeq \frac{T_2}{T_c - T_1} \frac{\Delta \mathcal{J}(0)}{\mathcal{J}(0)}.$$

Здесь $\mathcal{J}(0)$ и $\Delta \mathcal{J}(0)$ — изотропная и анизотропная части взаимодействия (II, 1), [причем $\frac{\Delta \mathcal{J}(0)}{\mathcal{J}(0)}$ равно отношению поля анизотропии H_A

¹ Рассеяние нейтронов вблизи T_c будет определяться этим же коррелятором. Однако волновые векторы нейтронов значительно больше, чем у света, поэтому при приближении к T_c вероятность рассеяния нейтронов перестанет расти значительно раньше, чем вероятность рассеяния света.

к обменному полю H_E . Эта оценка показывает, что в ФМ в области температур, при которых $\frac{T_c - T}{T_c} < \frac{H_A}{H_E}$, интенсивность рассеяния света становится аномально большой. Включение магнитного поля $\mathbf{H}$ подавляет флуктуации намагниченности и уменьшает рассеяние. Из (1) и (2) видно, что при $T = T_c$ в сильном магнитном поле $h \sim H^{-\frac{2}{3}}$.

Формула (1) позволяет определить зависимость коэффициента экстинкции h от ориентации векторов поляризации падающей и рассеянной волн относительно кристаллографических осей. Так, например, $h = 0$, если падающий (или рассеянный) свет поляризован параллельно $\mathbf{m}$; h максимально, если падающий и рассеянный свет поляризованы перпендикулярно $\mathbf{m}$ и перпендикулярно друг другу.

2. Рассеяние света антиферромагнетиками

В ФМ соображения симметрии не накладывали принципиальных ограничений на возможность увеличения интенсивности рассеяния света вблизи фазового перехода второго рода. В АФМ это не так. Мы покажем, что в «чистых» АФМ, в которых по соображениям симметрии невозможен слабый ферромагнетизм, не будет происходить и увеличения коэффициента экстинкции h вблизи температуры Нееля T_N .

Это связано с тем, что вблизи T_N растут флуктуации только продольных компонент антиферромагнитного момента $\mathbf{l}$

$$\frac{\langle l_z l_z \rangle_{\mathbf{q}}}{(\mu S)^2} = \frac{2(S+1)}{3S} \begin{cases} \left[2\tau_a + (aq)^2 \frac{r_a^2}{6} \right]^{-1}, & \tau_a = \frac{T_N - T}{T_N} > 0, \quad \mathbf{H} = 0; \\ \left[|\tau_a| + (aq)^2 \frac{r_a^2}{6} \right]^{-1}, & \tau_a < 0, \quad \mathbf{H} = 0; \\ \left[\frac{Dh_a^2}{4C^3} + (aq)^2 \frac{r_a^2}{6} \right]^{-1}, & \tau_a = 0, \quad \mathbf{h}_a = \frac{\mathbf{H}}{H'_E}. \end{cases} \quad (3)$$

(Эти соотношения получены в Приложении, безразмерный радиус взаимодействия r_a и обменное поле H'_E определены формулами (II, 10) и (II, 9)).

Отметим, что

$$h \sim |\lambda_{\alpha\beta z} e_{\alpha}^1 e_{\beta}^2|^2 \langle l_z l_z \rangle_{\mathbf{q}}, \quad (4)$$

где $\lambda_{\alpha\beta z}$ — компоненты матрицы, участвующие в разложении

$$\varepsilon_{\alpha\beta} = \varepsilon_{\alpha\beta}^0 + \lambda_{\alpha\beta\gamma} l_{\gamma}.$$

Из общих свойств $\varepsilon_{\alpha\beta}$ следует [4], что $\lambda_{\alpha\beta\gamma} = -\lambda_{\beta\alpha\gamma}$ и утверждение, что $\lambda_{\alpha\beta z} \neq 0$ эквивалентно тому, что симметрия кристалла допускает существование инварианта $g_{yz}[\mathbf{AB}]l_z$, где $[\mathbf{AB}]$ — векторное произведение произвольных векторов $\mathbf{A}$ и $\mathbf{B}$. Напомним, что для существования слабого ферромагнетизма необходимо, чтобы в разложении свободной энергии по $\mathbf{l}$ и $\mathbf{m}$ существовал инвариант $q_{yz}m_z l_z$ [8]. Но $[\mathbf{AB}]$ и $\mathbf{m}$ преобразуются одинаковым образом, поэтому ограничения, накладываемые симметрией кристалла на увеличение рассеяния вблизи T_N по (3) и (4) и существование слабого ферромагнетизма, в точности совпадают.

Угловые характеристики и поляризационные свойства рассеянного света определяются формулой (4). Если $\lambda_{xzz} = \lambda_{yzz} = 0$, $\lambda_{xyz} \neq 0$, они будут такими же, как и в ФМ.

Выражение для h в этом случае можно получить из (1), заменив $\langle m_z m_z \rangle_{\mathbf{q}}$ на $\langle l_z l_z \rangle_{\mathbf{q}}$, определенную формулами (3), и Φ_m на Φ_l — угол поворота плоскости поляризации света при распространении его вдоль l . Температурные зависимости h при $\mathbf{H} = 0$, согласно (2) и (3), в ФМ и АФМ будут совпадать, однако при $\tau = 0$ в магнитном поле в отличие от ФМ, где $h \sim H^{-\frac{2}{3}}$, в АФМ h будет убывать быстрее: $h \sim H^{-2}$.

В заключение подчеркнем, что экспериментальное изучение рассмотренных в настоящей работе эффектов может оказаться полезным как для выяснения механизмов взаимодействия света со спиновой системой, так и при изучении интересного вопроса о характере фазовых переходов в магнетодиэлектриках.

Автор признателен А. И. Ансельму, В. Л. Гуревичу, Г. М. Недлину и И. А. Ахиезеру за плодотворные обсуждения и полезные советы.

ПРИЛОЖЕНИЕ

ФЛУКТУАЦИИ В МАГНЕТОДИЭЛЕКТРИКАХ

При расчете флуктуаций, определяющих вероятность рассеяния по (1), (4), рассмотрим гайзенберговскую модель магнетодиэлектрика с гамильтонианом

$$\mathcal{H} = - \sum_{\mathbf{j}} \mu (\mathbf{S}_{\mathbf{j}} \mathbf{H}) - \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{j}, \mathbf{j}'} \sum_{\alpha, \beta} I_{\mathbf{j}\mathbf{j}'}^{\alpha\beta} S_{\mathbf{j}}^{\alpha} S_{\mathbf{j}'}^{\beta}, \quad (\text{II}, 1)$$

где $S_{\mathbf{j}}^{\alpha}$ — оператор α проекции спина, локализованного в узле $\mathbf{j}$; $\mu S_{\mathbf{j}}$ — магнитный момент этого узла, а $I_{\mathbf{j}\mathbf{j}'}^{\alpha\beta}$ — обменный интеграл. Пользуясь вариационным принципом Боголюбова [9], в приближении молекулярного поля с помощью метода, изложенного в [9], можно найти свободную энергию F системы, описываемой гамильтонианом $\mathcal{H}$, и выразить ее через намагниченности $\mathbf{m}_{\mathbf{j}}$ в узлах кристалла

$$F = - \sum_{\mathbf{j}} \left\{ (\mathbf{H} \mathbf{m}_{\mathbf{j}}) + \frac{1}{2\mu^2} \sum_{\mathbf{j}'} \sum_{\alpha\beta} I_{\mathbf{j}\mathbf{j}'}^{\alpha\beta} m_{\mathbf{j}}^{\alpha} m_{\mathbf{j}'}^{\beta} + T \ln Z(b_{\mathbf{j}}^{-1}) - T \left(\frac{m_{\mathbf{j}}}{\mu} - S \right) b_{\mathbf{j}}^{-1} \right\}.$$

Здесь

$$Z(x) = \sum_{n=1}^{2S} e^{-nx}, \quad b(x) = 1 + \frac{1}{S} \frac{\partial \ln Z}{\partial x} = \left(S + \frac{1}{2} \right) \text{cth} \left(S + \frac{1}{2} \right) x - \frac{1}{2} \text{cth} \frac{1}{2} x$$

функция Бриллюэна; $b_{\mathbf{j}}^{-1} \equiv b^{-1} \left(\frac{m_{\mathbf{j}}}{\mu S} \right)$ — функция, обратная b .

В равновесии свободная энергия F минимальна

$$\mu^2 \frac{\partial F}{\partial m_{\mathbf{j}}^{\alpha}} = -\mu^2 H - \sum_{\mathbf{j}} \sum_{\beta} I_{\mathbf{j}\mathbf{j}'}^{\alpha\beta} m_{\mathbf{j}'}^{\beta} + \mu T \frac{m_{\mathbf{j}}^{\alpha}}{m_{\mathbf{j}}} b_{\mathbf{j}}^{-1} = 0. \quad (\text{II}, 2)$$

В дальнейшем нам понадобятся вторые производные свободной энергии

$$\begin{aligned} \mu^2 \frac{\partial^2 F}{\partial m_{\mathbf{j}}^{\alpha} \partial m_{\mathbf{j}'}^{\beta}} = & -I_{\mathbf{j}\mathbf{j}'}^{\alpha\beta} + \\ & + T \delta_{\mathbf{j}\mathbf{j}'} \left[\frac{\mu b_{\mathbf{j}}^{-1}}{m_{\mathbf{j}}} \delta_{\alpha\beta} + \left(\frac{1}{S b_{\mathbf{j}}} - \frac{\mu b_{\mathbf{j}}^{-1}}{m_{\mathbf{j}}} \right) \frac{m_{\mathbf{j}}^{\alpha} m_{\mathbf{j}}^{\beta}}{m_{\mathbf{j}}^2} \right]; \end{aligned} \quad (\text{II}, 3)$$

где $b_{\mathbf{j}}' = \frac{db(x)}{dx}$ при $x = \frac{m_{\mathbf{j}}}{\mu S}$.

Эти соотношения позволяют легко определить флуктуации намагниченностей для интересующих нас типов магнитной структуры кристалла.

а. Ферромагнетик (ФМ). В одноосном, анизотропном ФМ

$$I_{jj'}^{\alpha\beta} = (I_{jj'} + \Delta I_{jj'} \delta_{\alpha\beta}) \delta_{\alpha\beta} > 0$$

и в равновесии все $\mathbf{m}_j = \mathbf{m}$. Предполагая для простоты, что H параллельно оси z и $\Delta I_{jj'} > 0$ (анизотропия типа «легкая ось»), получаем из (II, 2) обычное уравнение для определения m

$$m = \mu S b \left(\frac{\mu H}{T} + \frac{\mathcal{J}(0) + \Delta \mathcal{J}(0)}{\mu T} \right),$$

где $\mathcal{J}(\mathbf{q}) = \sum_j I_{0j} \exp i \mathbf{q} \mathbf{r}_j$. Введем

$$\mathbf{m}_{\mathbf{q}} = N^{-\frac{1}{2}} \sum_j \mathbf{m}_j \exp i \mathbf{q} \mathbf{r}_j$$

(N — число узлов в кристалле). Тогда

$$\frac{\partial^2 F}{\partial m_{\mathbf{q}}^{\alpha} \partial m_{\mathbf{q}'}^{\beta}} = \frac{1}{N} \sum_{j, j'} \frac{\partial^2 F}{\partial m_j^{\alpha} \partial m_{j'}^{\beta}} \exp [-i(\mathbf{q} \mathbf{r}_j + \mathbf{q}' \mathbf{r}_{j'})]. \quad (\text{II}, 4)$$

В соответствии с принципом Больцмана^[1] среднее по времени значение $\overline{m_{\mathbf{q}}^{\alpha} m_{\mathbf{q}'}^{\beta}} = T \left[\frac{\partial^2 F}{\partial m_{\mathbf{q}}^{\alpha} \partial m_{\mathbf{q}'}^{\beta}} \right]^{-1} = \langle m_{\alpha} m_{\beta} \rangle_{\mathbf{q}} \delta_{\mathbf{q}, -\mathbf{q}'}$. Тогда из (II, 3), (II, 4) следует, что

$$\left. \begin{aligned} \langle m_z m_z \rangle_{\mathbf{q}} &= \mu^2 S b' \left[1 - \frac{(\mathcal{J}(\mathbf{q}) + \Delta \mathcal{J}(\mathbf{q})) S b'}{T} \right]^{-1}, \\ \langle m_{\alpha} m_{\alpha} \rangle_{\mathbf{q}} &= \mu^2 T \left[\frac{H \mu^2}{m} + \Delta \mathcal{J}(0) + \mathcal{J}(0) - \mathcal{J}(\mathbf{q}) \right]^{-1} \leq \frac{T}{\Delta \mathcal{J}(0)}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{II}, 5)$$

Эти соотношения в частном случае изотропного ФМ ($\Delta \mathcal{J}(0) = 0$) переходят в соответствующие выражения работ^[10].

Рассмотрим m_z и ее флуктуации вблизи температуры Кюри T_c . Для этого разложим $b(x)$ в ряд: $b(x) = Cx - \frac{Dx^3}{3} + \dots$, где $C = (S+1)3S$, $D = \frac{6C(C+1)}{10}$. Тогда

$$\left. \begin{aligned} \bar{m}_z^2 &= \frac{3C\mu^2\tau_f}{D} \text{ при } \tau_f > 0, \mathbf{H} = 0; \\ \bar{m}_z^2 &= \left(\frac{3C^3\mu^3 h_f}{D} \right)^{2/3} \text{ при } \tau_f = 0, \mathbf{H} \neq 0. \end{aligned} \right\} \quad (\text{II}, 6)$$

Здесь $T_c = C[\mathcal{J}(0) + \Delta \mathcal{J}(0)]$, $h_f = \frac{H\mu}{[\mathcal{J}(0) + \Delta \mathcal{J}(0)]}$. Для малых $\mathbf{q}$ ($aq \ll 1$) из (II, 5) получаем соотношения (2), в которых r_f — эффективный радиус взаимодействия

$$r_f^2 = \left[\sum_{j, j'} (I_{jj'} + \Delta I_{jj'}) r_{jj'}^2 \right] \left[a^2 \sum_{jj'} (I_{jj'} + \Delta I_{jj'}) \right]^{-1}, \quad (\text{II}, 7)$$

а $r_{jj'} = r_j - r_{j'}$ — расстояние между узлами j и j' .

В работе^[11] предполагается, что термодинамическая теория фазовых переходов верна до тех пор, пока среднее значение параметров, характеризующих переход ($\bar{m}^2$), превышает температурно зависящую часть их флуктуаций. Основываясь на этом предположении и повторяя г-

ветствующие вычисления с использованием соотношений (2) и (П, 6), получим, что они справедливы, если

$$\text{или} \quad \left. \begin{aligned} \tau_f &> r_f^{-6} \quad (\text{при } h_f = 0), \\ h_f &> r_f^{-9} \quad (\text{при } \tau_f = 0), \end{aligned} \right\} \quad (\text{П, 8})$$

что совпадает с критерием, полученным в работе [12] строгим образом. Это свидетельствует в пользу того, что соответствующий критерий для АФМ, который мы тоже получим методом [11], имеет такое же отношение к действительности, как и (П, 8).

б. Антиферромагнетик (АФМ). В коллинеарном АФМ имеются две подрешетки с узлами $\mathbf{j}_1$ и $\mathbf{j}_2$, причем $I_{\mathbf{j}_1\mathbf{j}_2}^{\alpha\beta} < 0$ и обычно $I_{\mathbf{j}_1\mathbf{j}_1}^{\alpha\beta} > 0$, $I_{\mathbf{j}_2\mathbf{j}_2}^{\alpha\beta} > 0$. Для конкретности обсудим АФМ типа «легкая ось»

$$I_{\mathbf{j}_1\mathbf{j}_2}^{\alpha\beta} = (I_{\mathbf{j}_1\mathbf{j}_2} + \Delta I_{\mathbf{j}_1\mathbf{j}_2} \delta_{\alpha z}) \delta_{\alpha\beta} \text{ и } \Delta I_{\mathbf{j}_1\mathbf{j}_2} < 0.$$

В равновесии $\mathbf{m}_{\mathbf{j}_1} = \mathbf{m}_1$, $\mathbf{m}_{\mathbf{j}_2} = \mathbf{m}_2$ и обычное уравнение для определения $\mathbf{m}_1$ и $\mathbf{m}_2$ легко получаются из (П, 2). Вблизи температуры Нееля

$$\left. \begin{aligned} T_N &= C \{ \mathcal{J}_{11}(0) + \Delta \mathcal{J}_{11}(0) + | \mathcal{J}_{12}(0) + \Delta \mathcal{J}_{12}(0) | \}, \\ \bar{m}_1^2 &= \bar{m}_2^2 = \frac{3\mu^2 C \tau_a}{D}, \quad \tau_a \geq 0, \quad H = 0; \\ \bar{m}_1^2 &= \bar{m}_2^2 = \frac{\mu^2 h_a^2}{4}, \quad \tau_a = 0, \quad h_a = \frac{\mu H}{| \mathcal{J}_{12}(0) |}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{П, 9})$$

Здесь

$$\mathcal{J}_{11}(\mathbf{q}) = \sum_{\mathbf{j}_1\mathbf{j}_1'} I_{\mathbf{j}_1\mathbf{j}_1'} \exp i\mathbf{q}\mathbf{r}_{\mathbf{j}_1\mathbf{j}_1'}, \quad \mathcal{J}_{12}(\mathbf{q}) = \sum_{\mathbf{j}_2} I_{\mathbf{j}_1\mathbf{j}_2} \exp i\mathbf{q}\mathbf{r}_{\mathbf{j}_1\mathbf{j}_2}.$$

Флуктуации ферромагнитного момента $\mathbf{m}_{\mathbf{q}} = \mathbf{m}_{1\mathbf{q}} + \mathbf{m}_{2\mathbf{q}}$ малы и не имеют особенностей вблизи $\tau_a = 0$; по порядку величины $\langle m_\alpha m_\alpha \rangle_{\mathbf{q}} \simeq \frac{\mu^2}{| \mathcal{J}_{12}(0) |}$. Вблизи перехода растут только флуктуации z -проекции антиферромагнитного момента $\mathbf{l}_{\mathbf{q}} = \mathbf{m}_{1\mathbf{q}} - \mathbf{m}_{2\mathbf{q}}$. Соотношения (3) для $\langle l_z l_z \rangle_{\mathbf{q}}$ получаются из (П, 2) и (П, 9). При этом r_a — эффективный радиус взаимодействия в АФМ, определяемый в отличие от r_f формулой

$$r_a^2 = \frac{\sum_{\mathbf{j}_1\mathbf{j}_1'} r_{\mathbf{j}_1\mathbf{j}_1'}^2 (I_{\mathbf{j}_1\mathbf{j}_1'} + \Delta I_{\mathbf{j}_1\mathbf{j}_1'}) + \left| \sum_{\mathbf{j}_1\mathbf{j}_2} r_{\mathbf{j}_1\mathbf{j}_2}^2 (I_{\mathbf{j}_1\mathbf{j}_2} + \Delta I_{\mathbf{j}_1\mathbf{j}_2}) \right|}{a^2 \left\{ \sum_{\mathbf{j}_1\mathbf{j}_1'} (I_{\mathbf{j}_1\mathbf{j}_1'}^2 + \Delta I_{\mathbf{j}_1\mathbf{j}_1'}) + \sum_{\mathbf{j}_1\mathbf{j}_2} (I_{\mathbf{j}_1\mathbf{j}_2} + \Delta I_{\mathbf{j}_1\mathbf{j}_2}) \right\}}. \quad (\text{П, 10})$$

Сравнивая (2) с (3) и (П, 6) с (П, 9), убеждаемся в том, что критерий применимости приближения молекулярного поля в АФМ при $H = 0$ выглядит аналогично (П, 8)

$$\tau_a > r_a^{-6} \quad (\text{при } h_a = 0). \quad (\text{П, 11})$$

В магнитном поле ($\tau_a = 0$), по-видимому, следует сравнивать anomalously большие флуктуации $\langle l_z l_z \rangle_{\mathbf{q}}$ с величиной $\bar{m}_1^2$, характеризующей магнитный порядок, т. е. степень удаленности от фазового перехода. Получающийся при этом критерий для АФМ отличается от соответствующего критерия (П, 8) для ФМ

$$h_a > r_a^{-3} \quad (\text{при } \tau_a = 0). \quad (\text{П, 11a})$$

Соотношения (II, 8) и (II, 11) налагают жесткие ограничения на применимость приближения молекулярного поля к реальным кристаллам. Однако безусловно можно рассчитывать на получение общей качественной картины.

Л и т е р а т у р а

- [1] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Статистическая физика. Изд. «Наука», 1964.
- [2] В. Л. Гинзбург. ДАН СССР, 105, 240, 1955; В. Л. Гинзбург, А. П. Леванюк. J. Phys. Chem. Sol., 6, 51, 1958; А. П. Леванюк. ЖЭТФ, 36, 810, 1959; В. Л. Гинзбург. УФН, 77, 621, 1962.
- [3] М. А. Кривоглаз, С. А. Рыбак. ЖЭТФ, 33, 139, 1957.
- [4] В. С. Львов. ЖЭТФ, 53, 163, 1967.
- [5] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. ГИФМЛ, 1959.
- [6] Ф. Г. Басс, М. И. Каганов. ЖЭТФ, 37, 1390, 1959.
- [7] R. J. Elliott, R. London. Phys. Rev. Lett., 3, 189, 1963; Y. R. Shen, S. Bloembergen. Phys. Rev., 143, 372, 1966.
- [8] Е. А. Туров. Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов. Изд. АН СССР, М., 1964.
- [9] С. В. Тябликов. Методы квантовой теории магнетизма. Изд. «Наука», 1965.
- [10] L. Van-Нове. Phys. Rev., 95, 249, 1374, 1954; P. G. de Gennes, J. Villain. Phys. Chem. Sol., 13, 10, 1960.
- [11] В. Л. Гинзбург. ФТТ, 2, 2049, 1960.
- [12] В. Г. Вакс, А. И. Ларкин, С. А. Пикин. ЖЭТФ, 51, 361, 1966.

Институт полупроводников
АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
11 июля 1967 г.