

УДК 537.611.45

© 1991

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ОБМЕННЫЕ ПОЛЯРИТОНЫ В α -Fe₂O₃

В. Н. Криворучко, Т. Е. Примак

Исследованы особенности распространения электромагнитных волн вдоль поверхности многоподрешеточных антиферромагнетиков во внешнем магнитном поле. Показано, что наличие обменных спиновых колебаний, расположенных в инфракрасном и оптическом диапазонах длин волн, делает многоподрешеточные магнетики перспективными объектами для экспериментального наблюдения поверхностных обменных поляритонов. На примере α -Fe₂O₃ проанализированы условия образования и свойства поверхностных обменных поляритонов при различных геометриях опыта.

В последнее время усиливается интерес к изучению поверхностных свойств конденсированных сред. Значительную роль в этих исследованиях играет изучение поверхностных электромагнитных волн — поверхностных поляритонов (ПП). Напряженность электромагнитного поля ПП экспоненциально убывает от границы раздела сред, а вдоль границы изменяется волнообразно. Если расстояние, на котором происходит убывание амплитуды поверхностных колебаний, много больше постоянной решетки, то поверхностные возбуждения можно рассматривать в рамках макроскопической электродинамики. При этом свойства ПП определяются объемными свойствами «активной среды» — носителя поверхностных волн, а их спектр — параметрами объемного спектра кристалла, характер которого существенно влияет на условия возникновения и время жизни поляритонных состояний [1].

Особенности распространения электромагнитных волн вдоль поверхности немагнитных диэлектриков и металлов исследованы довольно подробно [1]. Поверхностные магнитные поляритоны в ферромагнетиках [2-5] и особенно в антиферромагнетиках (АФМ) [6-8] изучены менее детально. Одна из причин этого обусловлена тем, что частоты типичных магнитных колебаний меньше частот оптических фононов и плазмонов. В результате длина волны магнитных поляритонов значительно больше длины волны фонон-поляритонов и плазмон-поляритонов и для экспериментального наблюдения магнон-поляритонов требуются большие размеры кристалла. Экспериментально наблюдались [9] магнитные поляритоны лишь в АФМ типа MnF₂, FeF₂ с частотами магнитных колебаний в инфракрасной области спектра. Вместе с тем существует важное обстоятельство, позволяющее, по нашему мнению, преодолеть указанные выше трудности и не обсуждавшееся сколько-нибудь детально в литературе. Дело в том, что подавляющее число магнитных материалов является многоподрешеточными системами. В спектре собственных магнитных колебаний таких систем, кроме обычных, акустических мод (АМ), присутствуют обменные моды (ОМ), частоты которых сравнимы с энергией обменных колебаний и, как правило, лежат в инфракрасной и видимой областях спектра. Наблюдение ПП, обусловленных обменными спиновыми колебаниями, не требует больших размеров кристалла.

Особенности распространения электромагнитных волн вдоль поверхности многоподрешеточных АФМ в нулевом внешнем магнитном поле впервые исследовались в [10, 11]. В данной работе рассмотрен случай не-

нулевого внешнего магнитного поля, что приводит к дополнительным особенностям распространения поверхностных электромагнитных волн в таких кристаллах.

Среди многоподрешеточных АФМ выделяется хорошо исследованный четырехподрешеточный АФМ $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ [12]. Отметим, что магнитные свойства поверхности $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ экспериментально и теоретически изучались в [13]. Недавно [14] был исследован спектр объемных поляритонов в этом соединении. Спектр собственных спиновых колебаний гематита содержит две акустические и две обменные моды: АМ являются магнитоактивными колебаниями и доступны исследованию методами магнитного резонанса, ОМ являются электроактивными возбуждениями [15] и наблюдались только в экспериментах по неупругому рассеянию нейтронов [16]. Динамической связи между ОМ и АМ нет. Учитывая это обстоятельство, определим амплитуды электрической D в магнитной B индукций соотношениями

$$\begin{aligned} D_i &= \varepsilon_{ij}(\omega) E_j = [\varepsilon_{0ij} + 4\pi\alpha_{ij}(\omega)] E_j, \\ B_i &= H_i, \quad i, j = x, y, z. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь E_j , H_j — компоненты векторов электрического и магнитного полей; ось Oz — ось C_3 кристалла; $\alpha_{ij}(\omega)$ — часть тензора высокочастотной электрической восприимчивости, описывающая вклад спиновой подсистемы в диэлектрическую проницаемость среды $\varepsilon_{ij}(\omega)$. Предполагается, что вклад остальных подсистем в рассматриваемом диапазоне не зависит от частоты и описывается тензором ε_{0ij} . Будем пренебрегать гиротропной частью ε_{0ij} , считая в соответствии с симметрией кристалла, что отличны от нуля только компоненты $\varepsilon_{0zz} = \varepsilon_{0\parallel}$, $\varepsilon_{0ij} = \varepsilon_{0\perp} \times \delta_{ij}$ при $i, j = x, y$. Микроскопический расчет тензора $\alpha(\omega)$ выполнен в работе [15], результатами которой мы пользуемся. Конкретный вид этого тензора приведен в Приложении.

В рассматриваемом АФМ возможны две различные фазы: легкоосная (ЛО) и легкоплоскостная (ЛП), между которыми существует переход типа Морина. В ЛО-фазе при постоянном магнитном поле $H_0 \parallel Oz$, магнитные моменты подрешеток направлены вдоль оптической оси кристалла. В ЛП-фазе $H_0 \parallel Ox$ магнитные моменты ориентированы вдоль оси Oy со слабым подгибом к оси Ox и направления вдоль осей Ox и Oy становятся неэквивалентными. Поверхностные электродинамические свойства АФМ зависят от взаимной ориентации векторов: \mathbf{n} нормали к поверхности кристалла, направления распространения электромагнитных волн (волновой вектор \mathbf{k}), ориентации внешнего магнитного поля H_0 и, естественно, ориентации магнитных моментов подрешеток относительно оптической оси кристалла $C_3 \parallel Oz$. Все это обуславливает разнообразие свойств системы в различных геометриях опыта. Начнем с исследования спектра ПП в ЛО-фазе $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$.

ЛО - ф а з а, ЛО $\parallel Oz$.

А) Пусть АФМ заполняет полупространство $y < 0$, а плоскость $y = 0$ разделяет кристалл и вакуум. Рассмотрим ситуацию, когда $H_0 \parallel Oz$, $\mathbf{k} \parallel Ox$, т. е. $H_0 \perp \mathbf{n} \perp \mathbf{k}$. Легко убедиться, используя явный вид тензора $\tilde{\alpha}(\omega)$ в ЛО-фазе (см. Приложение), что уравнения поля для монохроматических волн с частотой ω распадаются на два нормальных колебания с переменными (E_x, E_y, H_z) для ТМ-волны и (E_x, H_y) для ТЕ-волны. Решение для ТМ-волны будем искать в виде

$$E_{0,11} = E_{0,1} \exp(ikx - \beta_{0,1}|y| - i\omega t), \quad (2)$$

где $\beta_{0,1}$ — вещественные положительные величины, характеризующие убывание амплитуды волны в направлении, перпендикулярном границе

раздела. Здесь мы, следуя [17], предполагаем, что $\hat{\epsilon}(\mathbf{k}, \omega)$ имеет смысл $\hat{\epsilon}$ для малых комплексных k . Требование малости $\beta_{0,1}$ и k следует из условия применимости макроскопической электродинамики.

Используя (2), найдем дисперсионные соотношения для вакуума

$$\frac{\omega^2}{c^2} - k^2 + \beta_0^2 = 0 \quad (3)$$

и среды

$$\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_p(\omega) - k^2 + \beta_1^2 = 0,$$

$$\epsilon_p(\omega) = \epsilon_{xx}(\omega) + \epsilon_{xy}^2(\omega) \epsilon_{xx}^{-1}(\omega). \quad (4)$$

При $\beta_1 = 0$ уравнение (4) описывает дисперсию электроактивных объемных поляритонов, распространяющихся вдоль оси Ox [14]. Область существования ПП, определяемая условиями $\beta_{0,1} > 0$, соответствует запрещенной для объемных поляритонов области с таким же направлением распространения (см., например, [1]).

Условия непрерывности нормальных составляющих индукции и тангенциальных составляющих поля дают связь между β_0, β_1 , замыкающую уравнения (3) и (4)

$$\beta_1 = \beta_0 \epsilon_p(\omega) - ik \epsilon_{xy}(\omega) \epsilon_{xx}^{-1}(\omega). \quad (5)$$

Соотношение (5) содержит слагаемое, линейное по волновому вектору

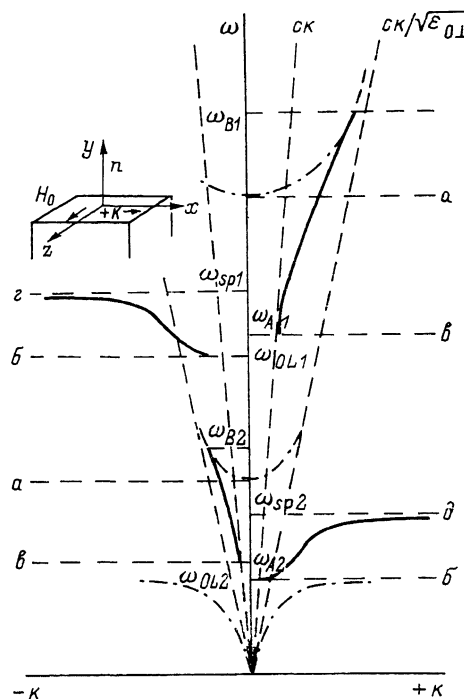


Рис. 1. Дисперсионные зависимости объемных поверхностных поляритонов в ЛО-фазе гематита при $k \perp H_0 \perp n$.

Здесь и далее на вставках представлены соответствующие геометрии опыта. Штрихпунктирные линии — спектр объемных поляритонов. $a - \epsilon_y(\omega) = 0$, $b - \epsilon_{xx}(\omega) = 0$, $z - \epsilon_{xx}(\omega) = 1$, $\delta - \epsilon_{xx}(\omega) = -1$.

и приводящее к неэквивалентности спектра ПП при распространении в направлениях $+\mathbf{k}$ и $-\mathbf{k}$ (векторы $+\mathbf{n}, H_0$ и $-\mathbf{n}, H_0$ соответственно). Впервые невзаимность спектра поверхностных магнитных поляритонов в двухподрешеточном АФМ обсуждалась в [7, 8]. На рис. 1 схематически представлено поведение дисперсионных кривых ПП в ЛО-фазе $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ при $k \perp H_0 \perp n$, найденное из уравнений (3)–(5). Не выписывая явный вид громоздкого решения, обсудим основные свойства ПП в рассматриваемой геометрии опыта.

Отметим прежде всего, что подстановка (2) в уравнение Максвелла приводит к соотношению

$$E_{1y} = -i \frac{ik \epsilon_{xx}(\omega) - \beta_1 \epsilon_{xy}(\omega)}{i \beta_1 \epsilon_{xx}(\omega) - k \epsilon_{xy}(\omega)} E_{1x}, \quad (6)$$

определяющему поляризацию электрического поля волны в кристалле. Граничные условия позволяют определить поляризацию поля и в вакууме. Поляризация электрического поля в обеих средах эллиптическая в пло-

скости падения. В пределе¹ $k \rightarrow \pm\infty$ из (3) и (4) следует, что $\beta_0 = \beta_1 = |k|$, а выражение (6) переходит в $E_{1y} = \pm iE_{1x}$ для направлений $+k$ и $-k$ соответственно (левая и правая) поляризации E . В этом пределе из (5) получим условие для решений, существующих при больших волновых векторах, вида

$$\varepsilon_{\pm}(\omega) = \varepsilon_{xx}(\omega) \mp i\varepsilon_{xy}(\omega) = -1. \quad (7)$$

Анализ этого выражения при $\omega \sim \omega_{01}$ для $k \rightarrow -\infty$ и $\omega \sim \omega_{02}$ для $k \rightarrow +\infty$ ($\omega_{01, 2}$ — частоты ОМ) с использованием конкретного вида тензора $\alpha_{ij}(\omega)$ в ЛО-фазе (формулы (П. 1)–(П. 3)) дает нам асимптотическое значение частот ПП

$$\omega_{sp1} = \omega_{01} + \frac{\chi}{2\omega_0(\varepsilon_{0\perp} + 1)} > \omega_{01}. \quad (8)$$

Здесь и всюду ниже $i=1, 2$; явный вид ω_0 , $\omega_{01, 2}$ и χ определен в Приложении. Спектр начинается с частот, соответствующих частотам продольных спиновых колебаний, определяемых из условия $\varepsilon_{xx}(\omega) = 0$ ($\varepsilon_x(\omega) \rightarrow -\infty$)

$$\omega_{0Li}^2 = \frac{\omega_{01}^2 + \omega_{02}^2}{2} + \frac{\chi \pm \sqrt{\chi^2 + (\omega_{01}^2 - \omega_{02}^2)^2 \varepsilon_{\perp}^2 + 2\chi(\omega_{01} - \omega_{02})^2 \varepsilon_{\perp}}}{2\varepsilon_{0\perp}}. \quad (9)$$

В пределе $H_0 \rightarrow 0$ обе частоты стремятся к значению $\omega_{0Li}^2 = \omega_0^2 + \chi/\varepsilon_{0\perp}$, а в случае сильного поля $\sqrt{\chi} \ll H_0 \ll \omega_0$ начала ветвей лежат вблизи частот

$$\omega_{0Li}^2 = \omega_{01}^2 + \frac{\chi(1 + H_0/\omega_0)}{2\varepsilon_{0\perp}},$$

$$\omega_{0L2}^2 = \omega_{01}^2 + \frac{\chi(1 - H_0/\omega_0)}{2\varepsilon_{0\perp}}. \quad (10)$$

При приближении к нижней границе (9) $\beta_0 \rightarrow 0$, $\beta_1 \rightarrow \infty$, т. е. волна «выталкивается» из АФМ и излучается в вакуум. При $|k| \rightarrow \infty$ волна распространяется вдоль поверхности и не проникает ни в вакуум, ни в среду: $\beta_{0, 1} \rightarrow \infty$. Колебания носят ярко выраженный поверхностный характер и не исчезают в магнитоэлектростатическом пределе.

В других случаях: $k \rightarrow +\infty$ при $\omega \sim \omega_{01}$ и $k \rightarrow -\infty$ при $\omega \sim \omega_{02}$ условие (7) не выполняется, легко убедиться, что вблизи частоты электроактивной ОМ ω_{01} $\varepsilon_+(\omega)$ всегда положительно, аналогично при $\omega \sim \omega_{02}$ соотношение (7) не выполняется для $\varepsilon_-(\omega)$. Эти ветви ПП «зажаты» между прямыми $\omega = ck$ и $\omega = ck/\sqrt{\varepsilon_{0\perp}}$. Колебания носят выраженный поляритонный характер с большим фотонным вкладом. Дисперсионные кривые начинаются на световой прямой в вакууме ($\omega = ck$) при частотах, определяемых из условия $\varepsilon_{xx}(\omega) = 1$, и равных

$$\omega_{Ai}^2 = \frac{1}{2} \{ \omega_{01}^2 + \omega_{02}^2 + \tilde{\chi} \pm \sqrt{\tilde{\chi}^2 + (\omega_{01}^2 - \omega_{02}^2)^2 + 2\tilde{\chi}(\omega_{01} - \omega_{02})^2} \}, \quad (11)$$

где $\tilde{\chi} = \chi/(\varepsilon_{0\perp} - 1)$. В случае $\varepsilon_{0\perp} \rightarrow 1$ эти ветви исчезают. В пределе $H_0 \rightarrow 0$ выражение (11) дает $\omega_{Ai}^2 = \omega_0^2 + \tilde{\chi}$, а для сильного поля начала ветвей описывается выражениями

$$\omega_{Ai}^2 = \omega_{01}^2 + \frac{\chi(1 + H_0/\omega_0)}{2(\varepsilon_{0\perp} - 1)},$$

$$\omega_{A2}^2 = \omega_{02}^2 + \frac{\chi(1 - H_0/\omega_0)}{2(\varepsilon_{0\perp} - 1)}. \quad (12)$$

¹ Асимптотику $k \rightarrow \infty$ (а также, (см. ниже) $\beta_{0,1} \rightarrow \infty$) следует понимать как тенденцию поведения поля в кристалле.

При частотах $\omega_{Ai} \beta_0$ обращается в нуль — волна излучается в вакуум, в среду же волна проникает на конечную глубину. Дисперсионные кривые объемных и поверхностных поляритонов пересекаются при частотах

$$\omega_{Bi}^2 \approx \omega_{0i}^2 + \frac{\omega_{0i} \omega_M [\epsilon_{0\perp} (4\epsilon_{0\perp} - 3) + \sqrt{5\epsilon_{0\perp}^2 - 4\epsilon_{0\perp}}]}{2\epsilon_{0\perp}^2 (\epsilon_{0\perp} - 1)}, \quad \omega_M = \kappa/\omega_0. \quad (13)$$

Здесь мы предполагаем, что интервалы частот $\omega_{01} < \omega < \omega_{0L1}$ и $\omega_{02} < \omega < \omega_{0L2}$ не перекрываются. Можно показать, что при $H_0 \rightarrow 0$ $\omega_{Bi} \rightarrow \omega_{Ai}$ и эта ветвь собственных электромагнитных колебаний исчезает. В точках окончания спектра ω_{Bi} волна излучается в кристалл $\beta_1^{-1} \rightarrow \infty$ и проникает в вакуум на конечную глубину.

Невзаимность поверхностных волн обусловлена существованием вектора $[\mathbf{n}, \mathbf{H}_0]$, нарушающего эквивалентность направлений вдоль $\pm O_x$. При $H_0=0$ слагаемое в (5), определяющее неэквивалентность направлений $+\mathbf{k}$ и $-\mathbf{k}$, исчезает ($\epsilon_{xy}=0$) и спектр ПП становится взаимным. Начало двух симметричных ветвей лежит на пересечении прямых $\omega = ck$ и $\epsilon_{xx}(\omega) \rightarrow -\infty$, а значения частот при $k \rightarrow \pm\infty$ определяются из условия $\epsilon_+(\omega) = \epsilon_{xx}(\omega) = -1$.

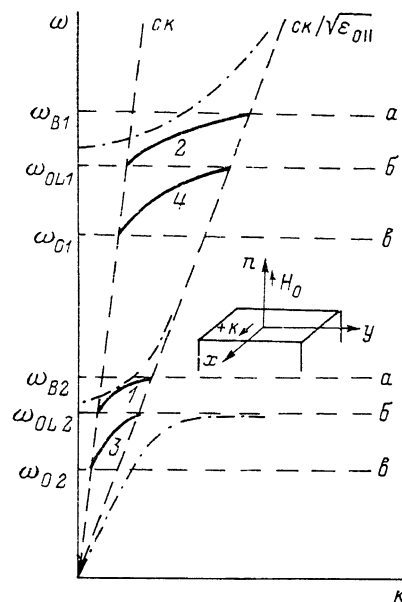


Рис. 2. Структура спектра обменных поверхностных поляритонов в ЛО-фазе $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ при $\mathbf{k} \perp \mathbf{n} \parallel \mathbf{H}_0$.

$a - \epsilon_y(\omega) = \epsilon_{0\parallel}$, $b - \epsilon_{xx}(\omega) = 0$, $c - \epsilon_{xx}(\omega) \rightarrow -\infty$.

Мы рассмотрели характер дисперсионной зависимости ТМ-волны. ТЕ-волна с ОМ не взаимодействует.

Б) $\mathbf{n} \parallel \mathbf{H}_0 \parallel Oz$, $\mathbf{k} \parallel Ox$. Плоскость $z=0$ разделяет кристалл ($z < 0$) и вакуум ($z > 0$). В этом случае волновое уравнение свяжет все три компоненты электрического поля. Решение уравнений Максвелла ищем в виде

$$\mathbf{E}_{(0,1)} = \mathbf{E}_{0,1} \exp(ikx - \beta_{0,1}|z| - i\omega t), \quad (14)$$

и аналогично для компонент магнитного поля. В вакууме дисперсионное соотношение имеет прежний вид (3), а в среде спектр собственных электромагнитных возбуждений описывается выражениями

$$k^2 = \beta_1^2 + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_y(\omega), \quad \epsilon_y(\omega) = \epsilon_{xx}(\omega) + \epsilon_{xy}^2(\omega) \epsilon_{xx}^{-1}(\omega). \quad (15)$$

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{0\parallel} + \beta_1^2 \epsilon_{0\parallel} \epsilon_{xx}^{-1}(\omega). \quad (16)$$

Теперь между величинами β_0 и β_1 существует связь вида

$$\beta_1 = \beta_0^{-1} \left(\frac{\omega^2}{c^2} - k^2 \epsilon_{0\parallel}^{-1} \right). \quad (17)$$

Анализ уравнений (3), (17) показывает, что дисперсионные кривые «зжаты» между световыми прямыми $\omega = ck$ и $\omega = ck/\sqrt{\epsilon_{0\parallel}}$. Начала ветвей, описываемых уравнением (15) (рис. 2, ветви 1, 2), лежат на прямой $\omega = ck$ при частотах, определяемых (9). В этих точках поле в АФМ становится предельно поверхностным $\beta_1^{-1} \rightarrow 0$ и распространяется в вакууме $\beta_0^{-1} \rightarrow \infty$.

На другой границе $\omega = ck/\sqrt{\epsilon_{0\parallel}}$ ветви заканчиваются при частотах, удовлетворяющих условию $\epsilon_p(\omega) = \epsilon_{0\parallel}$ или

$$\omega_{B_i}^2 = \frac{\omega_{01}^2 + \omega_{02}^2}{2} + \frac{\chi \bar{\epsilon} \pm \sqrt{(\omega_{01}^2 - \omega_{02}^2)^2 \bar{\epsilon}^2 + 2\chi \epsilon \bar{\epsilon} (\omega_{01} - \omega_{02})^2 + \chi^2 \epsilon_{0\parallel}}}{2\bar{\epsilon}}, \quad (18)$$

где $\bar{\epsilon} = 2\epsilon_{0\perp} - \epsilon_{0\parallel}$, $\bar{\epsilon} = \epsilon_{0\perp}^2 - \epsilon_{0\perp}\epsilon_{0\parallel}$. В пределе $H_0 \rightarrow 0$ выражение (18) примет вид $\omega_{B_i}^2 = \omega_0^2 + \chi/(\epsilon_{0\perp} - \epsilon_{0\parallel})$.

В обратном предельном случае из (18) следует

$$\begin{aligned} \omega_{B1}^2 &= \omega_{01}^2 + \frac{\chi(1 + H_0/\omega_0)\bar{\epsilon}}{2\bar{\epsilon}}, \\ \omega_{B2}^2 &= \omega_{02}^2 + \frac{\chi(1 - H_0/\omega_0)\bar{\epsilon}}{2\bar{\epsilon}}. \end{aligned} \quad (19)$$

Теперь глубина проникновения поля в среду становится бесконечной $\beta_1 \rightarrow \infty$, а в вакуум — конечной $\beta_0 \rightarrow \text{const}$.

Рассмотрим дисперсионные ветви ПП, описываемые выражением (16). Это соотношение совместно с (3) позволяет привести граничное условие к виду

$$\beta_1 = -\beta_0 \epsilon_{xx}(\omega), \quad (20)$$

который ограничивает частотный интервал существования поляритонов требованием $\epsilon_{xx}(\omega) < 0$, что, согласно (П. 1), соответствует частотному интервалу $\omega_{01,2} < \omega < \omega_{0L1,2}$. С помощью уравнений (3) и (20) можно переписать дисперсионное соотношение (16) в удобной для анализа форме

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{1 - \epsilon_{xx}(\omega)}{\epsilon_{0\parallel} - \epsilon_{xx}(\omega)}. \quad (21)$$

На нижней границе частотного интервала ($\epsilon_{xx}(\omega) \rightarrow -\infty$) ветви начинаются на световой прямой $\omega = ck$ (рис. 2, ветви 3, 4). При частотах $\omega \approx \omega_{0L_i}$ ($\epsilon_{xx}(\omega) \rightarrow 0$) ветви ограничены прямой $\omega = ck/\sqrt{\epsilon_{0\parallel}}$. В точках начала ω_{0_i} волна выталкивается из среды $\beta_1^{-1} \rightarrow 0$ и проникает в вакуум $\beta_0^{-1} \rightarrow \infty$. На другой границе $\omega = ck/\sqrt{\epsilon_{0\parallel}}$ глубина проникновения в вакуум конечна $\beta_0^{-1} \rightarrow \text{const}$, а для среды бесконечна $\beta_1^{-1} \rightarrow \infty$. В данной геометрии поверхностные колебания носят выраженный поляритонный характер с большим фотонным вкладом и исчезают в магнитостатическом пределе.

В) $\mathbf{n} \parallel Oy$, $\mathbf{k} \parallel \mathbf{H}_0 \parallel Oz$. Плоскость $y=0$ совпадает с плоскостью раздела АФМ ($y < 0$) и вакуума ($y > 0$). Граничные условия дают связь между β_0 и β_1 вида $\beta_1 = -\epsilon_{0\parallel}\beta_0$. При положительных $\beta_{0,1}$ и $\epsilon_{0\parallel}$ поверхностных решений магнитного происхождения нет.

При учете эквивалентности осей Ox и Oy рассмотренные случаи исчерпывают набор различных геометрий опыта в ЛО-фазе.

2. ЛП - ф а з а

Перейдем к рассмотрению ПП для ЛП фазы с постоянным магнитным полем $\mathbf{H}_0 \parallel Ox$. В этом случае суммарный магнитный момент \mathbf{m} направлен вдоль оси Ox и эквивалентность направлений Ox и Oy нарушается (см. формулы (П. 5) и (П. 6)). В результате существуют две геометрии, допускающие невзаимное распространение волн в направлениях $+\mathbf{k}$ и $-\mathbf{k}$.

А) Рассмотрим первую из них: нормаль к поверхности раздела сред \mathbf{n} параллельна оптической оси кристалла Oz , волновой вектор направлен вдоль Oy . Волновые уравнения распадаются на независимые для переменных (E_y, E_z, H_x) и (E_x, H_z) . Решение для компонент поля (E_y, E_z, H_x) ищем теперь в виде

$$\mathbf{E}_{(0,1)} = \mathbf{E}_{0,1} \exp(iky - \beta_{0,1}|z| - i\omega t). \quad (22)$$

Дисперсионные соотношения имеют вид (3) для вакуума и

$$\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_v(\omega) - k^2 \varepsilon_{yy}(\omega) \varepsilon_{zz}^{-1}(\omega) + \beta_1^2 = 0,$$

$$\varepsilon_v(\omega) = \varepsilon_{yy}(\omega) + \varepsilon_{yz}^2(\omega) \varepsilon_{zz}^{-1}(\omega) \quad (23)$$

для среды. Используя граничные условия для \mathbf{E} и \mathbf{D} , получим замыкающее уравнение

$$\beta_1 = -\beta_0 \varepsilon_v(\omega) - ik \varepsilon_{yz}(\omega) \varepsilon_{zz}^{-1}(\omega). \quad (24)$$

Дисперсия ПП определяется из уравнения

$$\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_v(\omega) - \frac{\varepsilon_v(\omega)}{\varepsilon_{zz}(\omega)} k^2 + \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\right) \varepsilon_v^2(\omega) = -2ik \varepsilon_v(\omega) \frac{\varepsilon_{yz}(\omega)}{\varepsilon_{zz}(\omega)} \left[k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\right]^{1/2}. \quad (25)$$

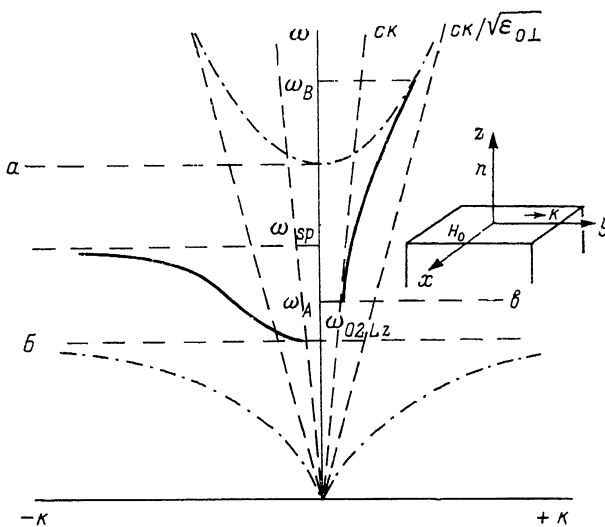


Рис. 3. Спектр поверхностных поляритонов в ЛПП-фазе $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ при $\mathbf{k} \perp \mathbf{n} \perp \mathbf{H}_0$, $\mathbf{k} \parallel 0y$, $\mathbf{n} \parallel 0z$, $\mathbf{H}_0 \parallel 0x$.

$$a - \varepsilon_v(\omega)=0, \quad b - \varepsilon_{zz}(\omega)=0, \quad \sigma - \varepsilon_{zz}(\omega)=1.$$

Видно, что правая часть этого выражения приводит к невзаимности спектра собственных электромагнитных волн вблизи частоты ОМ ω_{02} для направлений $+\mathbf{[n, H}_0]$ и $-\mathbf{[n, H}_0]$.

На рис. 3 схематически показана структура спектра ПП для ЛПП-фазы $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ при $\mathbf{k} \parallel 0y$. При $k \rightarrow \pm\infty$ из дисперсионных соотношений получим $\beta_0 \rightarrow |k|$ и $\beta_1 \rightarrow |k \varepsilon_{yy}(\omega) \varepsilon_{zz}^{-1}(\omega)|$, а выражение (25) при таких β_0 и β_1 дает уравнение для асимптотической частоты поляритонов

$$\varepsilon_{yy}(\omega) + \varepsilon_{yy}(\omega) \varepsilon_{zz}(\omega) + \varepsilon_{yz}^2(\omega) \pm i \varepsilon_{yz}(\omega) = 0. \quad (26)$$

решение которого лежит в области существования ПП лишь для направления $-\mathbf{[n, H}_0]$ и равно

$$\omega_{sp} = \omega_{0L2y} + \frac{\eta \omega_{0L2y} + \Delta_{zz} \varepsilon_{0L}}{2\varepsilon_{0L}(\varepsilon_{0L} + 1) \omega_{0L2y}}, \quad (27)$$

где ω_{0L2y} находится из условия $\varepsilon_{yy}(\omega)=0$, а параметры η , Δ_{zz} определены в Приложении. Поляритонная ветвь начинается на прямой $\varepsilon_{zz}(\omega)=0$ в точке

$$\omega_{0L2z}^2 = \omega_{02}^2 + \frac{\Delta_{zz}}{\varepsilon_{0L}}, \quad k_{Lz} > \omega_{0L2z}/c. \quad (28)$$

Этот тип возбуждений носит в основном «материальный» характер и не исчезает в магнитоэлектрическом пределе.

Для волны, распространяющейся вдоль вектора $+\mathbf{n}, \mathbf{H}_0$, начало дисперсионной кривой лежит на прямой $\omega = ck$ при частоте, определяемой из условия $\epsilon_{zz}(\omega) = 1$ и равной

$$\omega_A^2 = \omega_{0z}^2 + \frac{\Delta_{zz}}{\epsilon_{0\parallel} - 1}. \quad (29)$$

Частоту окончания можно определить из условия $\beta_1 \rightarrow 0$, что соответствует пересечению с дисперсионной кривой для объемных поляритонов. Эта частота находится из уравнения

$$\epsilon_v^2(\omega) - \epsilon_{yy}(\omega)\epsilon_v(\omega) + \epsilon_{yz}^2(\omega) = 0 \quad (30)$$

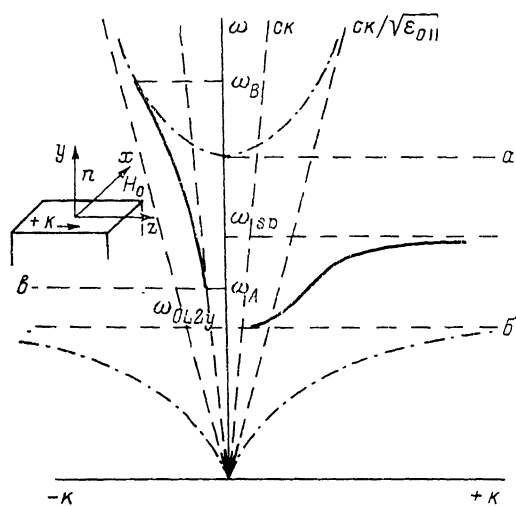


Рис. 4. Спектр поверхностных поляритонов в ЛП-фазе $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ при $\mathbf{k} \perp \mathbf{n} \perp \mathbf{H}_0$, $\mathbf{k} \parallel \text{Oz}$, $\mathbf{n} \parallel \text{Oy}$, $\mathbf{H} \parallel \text{Ox}$.

$a - \epsilon_v(\omega) = 0$, $b - \epsilon_{yy}(\omega) = 0$, $c - \epsilon_{yy} \times (\omega) = 1$.

и равна

$$\omega_B^2 = \omega_{0L2y}^2 + \frac{(2\epsilon_{0\parallel} - 1)\Delta_{zz} + \sqrt{D}}{2\epsilon_{0\perp}\epsilon_{0\parallel}(\epsilon_{0\parallel} - 1)}, \quad (31)$$

$$D = \Delta_{zz}^2 + 4\epsilon_{0\parallel}(\epsilon_{0\parallel} - 1)\eta^2\omega_{0L2y}^2.$$

Волна исчезает при $\epsilon_{0\parallel} \rightarrow 1$. Поведение коэффициентов β_0, β_1 при характерных частотах дисперсионных кривых аналогично случаю «А» ЛО-фазы.

Поляризация поля в обеих средах эллиптическая в плоскости падения

$$E_{1z} = -i \frac{k\epsilon_{yy}(\omega) - \beta_1\epsilon_{yz}(\omega)}{i\beta_1\epsilon_{zz}(\omega) - k\epsilon_{yz}(\omega)} E_{1y}. \quad (32)$$

Важно, что в ЛП-фазе невзаимность ПП связана не только с наличием вектора $[\mathbf{n}, \mathbf{H}_0]$, но и с тем, что отсутствует инвариантность при замене $t \rightarrow -t$, так как при такой замене меняют знак магнитное поле \mathbf{H}_0 и магнитный момент \mathbf{M} . Это обстоятельство приводит к тому, что невзаимность поверхностных волн в ЛП-фазе сохраняется и в отсутствие магнитного поля.

В рассматриваемой геометрии волна с компонентами (E_x, H_x) с ОМ не взаимодействует.

Б) $\mathbf{n} \parallel \text{Oy}$, $\mathbf{H}_0 \parallel \text{Ox}$; $\mathbf{k} \parallel \text{Oz}$. Плоскость $y=0$ совпадает с границей раздела кристалла ($y < 0$) и вакуума ($y > 0$). В этой конфигурации суще-

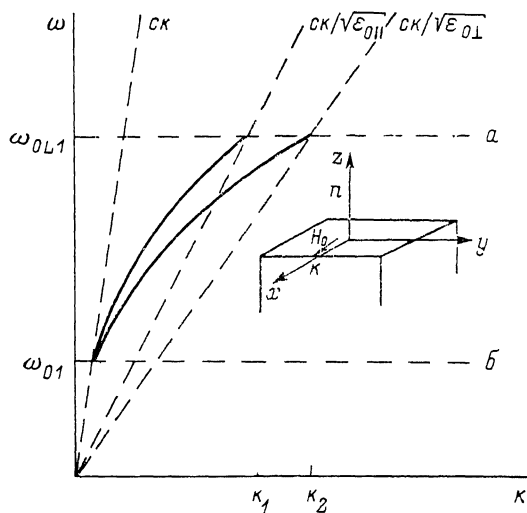


Рис. 5. Характер дисперсии обменных поверхностных поляритонов в ЛП-фазе. $\mathbf{k} \parallel \mathbf{H}_0 \perp \mathbf{n}$.

$a - \epsilon_{xx}(\omega) \rightarrow 0$, $b - \epsilon_{xx}(\omega) \rightarrow -\infty$.

ступают две независимые волны с компонентами (E_y, E_z, H_x) и (E_x, H_y) . ТЕ-волна (E_x, H_y) с ОМ не взаимодействует, а спектр поверхностной ТМ-волны описывается формулами (22)–(32) с точностью до замены $y \leftrightarrow z$ (т. е. $\epsilon_{yy}(\omega) \leftrightarrow \epsilon_{zz}(\omega)$, $\epsilon_{yz}(\omega) \leftrightarrow -\epsilon_{zy}(\omega)$, $\epsilon_{01} \leftrightarrow \epsilon_{01}$, $E_y \leftrightarrow E_z$, $\Delta_{zz} \leftrightarrow \Delta_{yy}$, $\omega_{01,2y} \leftrightarrow \omega_{01,2z}$). Структура дисперсионных кривых для этой конфигурации представлена на рис. 4.

В) Рассмотрим распространение взаимных поверхностных мод в ЛП-фазе $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$, которое возможно для двух геометрий опыта. В конфигурации, где $\mathbf{n} \parallel Oz$, $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{k} \parallel Ox$ решение волнового уравнения следует искать в виде (14). Дисперсия ПП в среде описывается выражением

$$2\epsilon_{xx}(\omega)k^2 = \beta_1^2[\epsilon_{xx}(\omega) + \epsilon_{zz}(\omega)] + \frac{\omega^2}{c^2}\epsilon_{xx}(\omega)[\epsilon_{yy}(\omega) + \epsilon_{zz}(\omega)] \pm \sqrt{D},$$

$$D = \left\{ [\epsilon_{xx}(\omega) - \epsilon_{zz}(\omega)]\beta_1^2 + \frac{\omega^2}{c^2}\epsilon_{xx}(\omega)[\epsilon_{yy}(\omega) - \epsilon_{zz}(\omega)] \right\}^2 - 4\frac{\omega^2}{c^2}\epsilon_{yz}^2(\omega)\epsilon_{xx}(\omega)\left[\beta_1^2 + \frac{\omega^2}{c^2}\epsilon_{xx}(\omega)\right]. \quad (33)$$

Связь между β_0, β_1 , полученная обычным образом, имеет вид (20) и ограничивает частотный интервал существования ПП областью $\omega_{01} < \omega < \omega_{11}$. Из анализа выражения (33) при $\epsilon_{xx}(\omega) \rightarrow -\infty$ находим, что обе ветви дисперсионной кривой начинаются на световой прямой $\omega = ck$. В ее окрестности волна распространяется в вакууме и выталкивается из АФМ. На верхней границе $\epsilon_{xx}(\omega) \rightarrow 0$ спектр оканчивается в точках $k_1 = (\omega/c) \cdot \sqrt{\epsilon_{01}}$, $k_2 = (\omega/c) \sqrt{\epsilon_{01}}$. При этом глубина проникновения в АФМ становится бесконечной, а для вакуума конечной $\beta_0 = \text{const}$. Ход дисперсионной кривой схематически показан на рис. 5. Обе ветви исчезают в магнитоэлектрическом пределе.

Г) $\mathbf{k} \parallel \mathbf{H}_0 \parallel Ox$, $\mathbf{n} \parallel Oy$. Дисперсионные соотношения, полученные из решения волнового уравнения для компонент поля в виде (2), совпадают с (33) с точностью до замены $\epsilon_{zz}(\omega) \leftrightarrow \epsilon_{yy}(\omega)$. Ход дисперсионных кривых аналогичен предыдущему случаю.

3. Заключение

Проведенный нами на примере $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ анализ особенностей распространения электромагнитных волн вдоль поверхности многоподрешеточных АФМ показывает существенное разнообразие свойств обменных поляритонов в такого типа системах. Приведем некоторые численные оценки для $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$.

Обменные ветви расположены [16] в области между 1125 и 1160 К (соответственно 790–815 см⁻¹). Акустические ветви лежат значительно ниже, в сантиметровом диапазоне, и при исследовании обменных поляритонов в инфракрасной области спектра ими можно пренебречь, что выше и использовалось. Величину магнитоэлектрических констант для $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ определим из экспериментов по смещению линий парамагнитного резонанса для ионов Fe³⁺ [18]. Последние параметры одноионного спин-гамильтониана оценивают $\sim 10^{-2}$. В магнитоцентрированных системах вклад в магнитоэлектрические эффекты дают и межзонные взаимодействия, увеличивая в отдельных случаях значения констант на порядок [19]. Поэтому в $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$, по-видимому, $R \sim 10^{-1} \div 10^{-2}$. Учитывая, что $H_c = 9.2 \cdot 10^3$ кЭ, $H_D = 22$ кЭ, $H_A = 0.2$ кЭ, $M_0 = 870$ Гс, $\sqrt{\epsilon_{01}} \approx 2.84$, $\sqrt{\epsilon_{01}} \approx 2.64$ (см., например, [20–21]), для области существования поверхностных обменных поляритонов получаем интервал порядка 1–10 кЭ в окрестности каждой из ОМ, что экспериментально вполне наблюдаемо.

В ЛО-фазе отличные от нуля компоненты тензора $\tilde{\alpha}(\omega)$ равны

$$\alpha_{xx}(\omega) = \alpha_{yy}(\omega) = \frac{\kappa(\omega_{01}\omega_{02} - \omega^2)}{(\omega_{01}^2 - \omega^2)(\omega_{02}^2 - \omega^2)}, \quad (\text{П. 1})$$

$$\alpha_{xy}(\omega) = -\alpha_{yx}(\omega) = i \frac{2H_0\nu\omega\kappa}{(\omega_{01}^2 - \omega^2)(\omega_{02}^2 - \omega^2)}, \quad (\text{П. 2})$$

$$\kappa = [R_2^2(H_{e1} + H_{e3}) + R_3^2(H_{e1} + H_{e2})] \times 16\pi M_0\nu^2. \quad (\text{П. 3})$$

Частоты обменных мод определяются выражениями

$$\nu^{-1}\omega_{01,2} = [-H_D^2 + (H_{e1} + H_{e3} - H_{A1})(H_{e1} + H_{e2} - H_{A1})]^{1/2} \pm H_0 = \nu^{-1}\omega_0 \pm H_0. \quad (\text{П. 4})$$

Здесь M_0 — подрешеточная намагниченность; H_{ei} — эффективные поля обменного взаимодействия; H_{Ai} — поля анизотропии; H_D , $H_{D'}$ — поля Дзялошинского; R_i — магнитоэлектрические постоянные обменно-релятивистского происхождения; ν — гиромангнитное отношение.

В ЛП-фазе отличные от нуля компоненты тензора $\hat{\alpha}(\omega)$ имеют вид

$$\alpha_{xx}(\omega) = \frac{\Delta_{xx}}{4\pi(\omega_{01}^2 - \omega^2)},$$

$$\Delta_{xx} = 16\pi M_0\nu^2 R_3^2 [H_{e1} + H_{e2}], \quad (\text{П. 5})$$

$$\alpha_{yy}(\omega) = \frac{\Delta_{yy}}{4\pi(\omega_{02}^2 - \omega^2)},$$

$$\Delta_{yy} = 16\pi M_0\nu^2 R_2^2 [H_{e1} + H_{e3} + H_{Dm} + m^2(H_{e1} + H_{e2})], \quad (\text{П. 6})$$

$$\alpha_{zz}(\omega) = \frac{\Delta_{zz}}{4\pi(\omega_{02}^2 - \omega^2)},$$

$$\Delta_{zz} = 16\pi M_0\nu^2 [R_{3z} + m(\pi_2 - \pi_1)]^2 (H_{e2} + H_{e1} + H_{A2} + H_{Dm}), \quad (\text{П. 7})$$

$$\alpha_{yz}(\omega) = -\alpha_{zy}(\omega) = \frac{-i\eta\omega}{4\pi(\omega_{02}^2 - \omega^2)},$$

$$\eta = 16\pi M_0\nu R_2 [R_{3z} + m(\pi_2 - \pi_1)]. \quad (\text{П. 8})$$

Частоты ОМ в этой фазе равны

$$\omega_{01}^2\nu^{-2} = (H_{e1} + H_{e3} + H_{A3})(H_{e1} + H_{e2}) + H_{Dm}(H_{e2} + H_{e3} + 2H_{e1}) + (H_{e1} + H_{e3})^2 m^2,$$

$$\omega_{02}^2\nu^{-2} = (H_{e1} + H_{e2} + H_{A2})(H_{e1} + H_{e3}) + H_{Dm}(H_{e2} + H_{e3} + 2H_{e1}) + (H_{e1} + H_{e2})^2 m^2.$$

Здесь $m = (H_0 + H_D)(H_{e1} + H_{e0})^{-1}$, π_i — магнитоэлектрические константы обменного происхождения [15].

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Агранович В. М., Миллс Д. Л. Поверхностные поляритоны. М., 1985. 525 с.
- [2] Mills D. L., Burstein E. // Rep. Proc. Phys. 1977. V. 37. N 7. P. 817—826.
- [3] Harstein A., Burstein E., Maradudin A. A., Brewer R., Wallis R. F. // J. Phys. C.: Solid State Phys. 1973. V. 6. P. 1266—1276.
- [4] Electromagnetic Surface Modes / Ed. Boardman. N. Y., 1982.
- [5] Каганов М. И., Шалаева Т. И. // ЖЭТФ. 1989. Т. 96. № 6. С. 2185—2197.
- [6] Camley R. E., Mills D. L. // Phys. Rev. 1982. V. B26. N 3. P. 1280—1287.
- [7] Shu C., Caille A. // Solid State Comm. 1982. V. 43. N 3. P. 233—238.
- [8] Stamps R. L., Camley R. E. // Phys. Rev. 1989. V. B40. N 1. P. 596—608.

- [9] *Sunders R. W., Belanger R. M., Motokawa M., Jaccarino V. // Phys. Rev. 1981. V. B23. N 3. P. 1190—1204.*
- [10] *Криворучко В. Н. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 2. С. 10—14.*
- [11] *Криворучко В. Н. // СФХТ. 1989. Т. 2. № 9. С. 80—87.*
- [12] *Боровик-Романов А. С. Лекции по низкотемпературному магнетизму. Новосибирск, 1976. 50 с.*
- [13] *Зубов В. Е., Кривчик Г. С. // ЖЭТФ. 1975. Т. 69. № 2 (8). С. 707—721.*
- [14] *Криворучко В. Н., Соловьева Т. Е., Яблонский Д. А. // Опт. и спектр. 1990. Т. 68. № 4. С. 942—946.*
- [15] *Криворучко В. Н., Яблонский Д. А. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 9. С. 268—276.*
- [16] *Samuelsen E. I., Shirane G. // Physica Status Solidi. 1970. V. 42. N 1. P. 241—256.*
- [17] *Агранович В. М., Гинзбург В. Л. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии. М., 1979. 432 с.*
- [18] *Ройшиц А. Е. // УФН. 1971. Т. 105. № 4. С. 677—705.*
- [19] *Rado G. T. // Int. J. Magnetism. 1974. V. 6. N 1. P. 121—133.*
- [20] *Jacobs I. S., Beyerlein R. A., Foner S., Remeika J. R. // Int. J. Magnetism. 1971. V. 1. N 1. P. 193—208.*
- [21] *Меркулов В. С., Рудашевский Е. Г., Ле Голль А., Лейкюрас К. // ЖЭТФ. 1978. Т. 75. № 2 (8). С. 628—640.*

Донецкий физико-технический институт
АН УССР

Поступило в Редакцию
12 мая 1991 г.