

01; 06; 08

© 1990 г.

РЕЗОНАНСНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ОТРАЖЕНИЯ
АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН НА ГРАНИЦЕ КОНТАКТА
ФЕРРИТ-ГРАНАТОВ

Н. С. Шевяков

Обсуждаются проявления магнитных резонансов при отражении поперечной волны от границы акустического контакта кристаллов феррит-гранатов. Показана возможность эффективного управления акустической прозрачностью границы контакта кристаллов в окрестности резонансов подстройкой по частоте или внешним подмагничиванием.

Интерес к акустическим явлениям в ферритах стимулировался [1] и продолжает сохраняться [2] благодаря использованию магнитокристаллических диэлектриков в качестве звукопроводов высокочастотных линий задержек и устройств обработки информации на гиперзвуковых волнах [3, 4]. Прежде всего исследовалось свободное распространение в ферритах гармонических акустических волн. Акустическое отражение от границ магнитных кристаллов рассматривалось реже, причем внимание концентрировалось на преобразовании мод (межветвевая трансформация) [5, 6] и поляризационных изменениях вследствие отражения [7-12].

В настоящей работе изучаются особенности резонансного отклика магнитной подсистемы при отражении акустических волн от границы контакта феррит-гранатов в условиях, когда сохраняется тип и поляризация волны. Другое отличие от работ [5-12] заключается в учете вклада приграничных магнито-статических колебаний (ПМК) в резонансный отклик магнитной подсистемы. Ранее этого не делалось из-за ограничения нормальным падением [5-10] или представления ферромагнетика эффективной средой с асимметричной упругостью [7, 11, 12].

Акустический контакт разнородных ферритовых монокристаллов можно получить склейкой или эпитаксиальным наращиванием одного из них на поверхности другого, используемого в качестве подложки. Наряду с этим отметим возможность реализации границ акустического контакта ферритов в виде внутреннего разрыва физических параметров материала на резком (толщиной $l \ll \Lambda$, Λ — длина акустической волны) фронте однородного легирования примесью, а также на скачке магнитных полей и механических напряжений типа ступеньки. Таким образом, представляемые результаты интересны не только ввиду перспектив практического использования эффектов акустического отражения волн на искусственных неоднородностях для функциональных приложений, но и магнитоакустической интроскопии неидеальных ферритовых монокристаллов.

Рассмотрим отражение поперечной монохроматической волны от границы $y=0$ акустического контакта феррит-гранатов с общей ориентацией направлений [001] по оси z . В этом же направлении выберем внешнее магнитное поле H_0 , обеспечивающее монодомное состояние кристаллов с намагниченностями насыщения $M_s^{(\nu)} \parallel z$ ($\nu=1$ при $y > 0$, $\nu=2$ при $y < 0$) и внутренними однородными магнитными полями $H_i^{(\nu)} \parallel z$. Последние будем связывать между собой из физических соображений при дальнейшей детализации модели границы. Для сохранения типа и поляризации волны при отражении упругие смещения в па-

дающей волне примем ортогональными плоскости (001). В таком случае слабое магнитное поле h_y акустической волны ($h_y \ll H_i^{(v)}$) удовлетворяет приближенно условию $h_y \perp H_i^{(v)}$ и приводит в пренебрежении обменным взаимодействием и магнитной релаксацией к представлению уравнения движения магнитного момента m_y в виде [1-3]

$$m_y = -\gamma [b_y (\nabla \times u_y) + (m_y \times H_i^{(v)}) - (h_y \times M_S^{(v)})]. \quad (1)$$

Рассматривая уравнение (1) совместно с уравнением движения теории упругости $\rho_y \ddot{u}_y = \lambda_y \nabla^2 u_y + b_y M_S^{(v)-1} \nabla m_y$ и уравнениями магнитостатики $\nabla b^{(v)} = 0$, $b^{(v)} = h_y + 4\pi m_y$, $h_y = -\nabla \varphi_y$, в качестве исходных получаем уравнения

$$\rho_y \ddot{u}_y = \lambda_y \nabla^2 u_y + \frac{b_y}{4\pi M_S^{(v)}} \nabla^2 \varphi_y, \quad (2)$$

$$\nabla^2 \varphi_y = \frac{4\pi \gamma b_y \omega_0^{(v)}}{\omega^2 - \omega_k^{(v)2}} \nabla^2 u_y. \quad (3)$$

Здесь u_y — смещения в поперечных волнах; φ_y — магнитные потенциалы; λ_y , b_y , ρ_y — модуль упругости, магнитоупругий коэффициент и плотность феррита; γ — гиромангнитное отношение; $\omega_k^{(v)2} = \omega_0^{(v)} (\omega_0^{(v)} + \omega_M^{(v)})$, $\omega_0^{(v)} = \gamma H_i^{(v)}$ — частота однородной прецессии; $\omega_M^{(v)} = 4\pi \gamma M_S^{(v)}$ — частота намагничивания; $\nabla^2 = (\partial^2/\partial x^2) + (\partial^2/\partial y^2)$ — оператор Лапласа.

В соответствии с принципом излучения и требованием ограниченности решения имеем, согласно (2), (3),

$$u_1 = U e^{ik_x x} (e^{-iq_1 y} + R e^{iq_1 y}),$$

$$\varphi_1 = \frac{4\pi \gamma b_1 \omega_0^{(1)}}{\omega^2 - \omega_k^{(1)2}} u_1 + B e^{ik_x x} e^{-k_x y}, \quad (y > 0), \quad (4)$$

$$u_2 = U T e^{ik_x x} e^{-iq_2 y},$$

$$\varphi_2 = \frac{4\pi \gamma b_2 \omega_0^{(2)}}{\omega^2 - \omega_k^{(2)2}} u_2 + D e^{ik_x x} e^{k_x y}, \quad (y < 0). \quad (5)$$

В выражениях (4), (5) опущен временной множитель $\exp(-i\omega t)$ и обозначено $k_x = k \sin \theta$, $q_y = (k_y^2 - k_x^2)^{1/2}$, $k_y = (\rho_y \omega^2/\lambda_y^*)^{1/2}$ — волновое число поперечной волны в ν -м феррите, $\lambda_y^* = \lambda_y [1 + \chi_y \omega_M^{(y)} \omega_0^{(y)} (\omega^2 - \omega_k^{(y)2})^{-1}]$, $\chi_y = b_y^2 (4\pi M_S^{(y)2} \lambda_y)^{-1}$ — константа магнитоупругой связи, R — коэффициент отражения, T — коэффициент прохождения, U — амплитуда смещений частиц в падающей волне, θ_1 — угол падения, θ_2 — угол преломления, ω — частота.

Первые слагаемые в формулах (4), (5) для потенциалов представляют самосогласованные магнитные поля поперечных волн в ферритах. Остальные члены — это потенциалы ПМК, которые индуцируются с поверхности контакта магнитными полюсами, возникающими под действием падающей волны вследствие магнитоупругой связи при упругой деформации кристаллов. Амплитуды B и D потенциалов ПМК вместе с коэффициентами R , T определяются из граничных условий непрерывности величин u_y , φ_y , а также непрерывности сдвиговых напряжений $T_{zy}^{(v)} = \lambda_y \partial u_y / \partial y + b_y m_y^{(v)} / M_S^{(v)}$ и нормальных компонент $b_y^{(v)} = 4\pi m_y - \partial \varphi_y / \partial y$ вектора магнитной индукции. Здесь, согласно (1),

$$m_y^{(v)} = \frac{\gamma}{\omega^2 - \omega_0^{(v)2}} \hat{L}_y (b_y u_y + M_S^{(v)} \varphi_y), \quad \hat{L}_y = \omega_0^{(v)} \frac{\partial}{\partial y} + i\omega \frac{\partial}{\partial x}.$$

Приведем окончательный результат решения образующейся системы неоднородных алгебраических уравнений

$$R = \frac{(\lambda_1^* q_1 - \lambda_2^* q_2) + ik_x \Gamma(\omega)}{(\lambda_1^* q_1 + \lambda_2^* q_2) - ik_x \Gamma(\omega)},$$

$$T = \frac{2\lambda_1^* q_1}{(\lambda_1^* q_1 + \lambda_2^* q_2) - ik_x \Gamma(\omega)},$$

$$B = i \frac{8\pi\gamma U}{P_1 + P_2} \frac{4\pi\gamma^2 k_x S_2 V_1 - i\lambda_1^* q_1 S_1}{(\lambda_1^* q_1 + \lambda_2^* q_2) - ik_x \Gamma(\omega)},$$

$$D = B + TU4\pi\gamma \left(\omega_0^{(1)} \frac{S_1}{\Omega_1} - \omega_0^{(2)} \frac{S_2}{\Omega_2} \right), \quad (6)$$

где

$$\Gamma(\omega) = 4\pi\gamma^2 \left[(V_2 - V_1) - \frac{(W_2 - W_1)}{P_1 + P_2} (S_2 - S_1) \right],$$

$$W_v = \frac{b_v}{\omega + (-1)^v \omega_0^{(v)}}, \quad S_v = \frac{b_v}{\omega^2 - \omega_k^{(v)2}} \Omega_v, \quad P_v = 1 + \frac{(-1)^v \omega_M^{(v)}}{\omega + (-1)^v \omega_0^{(v)}},$$

$$V_v = \frac{b_v}{\omega^2 - \omega_k^{(v)2}} \left(b_v \frac{\omega}{\omega_M^{(v)}} - b_2 \frac{\omega_0^{(v)}}{\omega + \omega_0^{(2)}} \right), \quad \Omega_v = \omega - \omega_0^{(v)} \left(1 + \frac{\omega_M^{(2)}}{\omega + \omega_0^{(2)}} \right). \quad (7)$$

В случае $\lambda_2^* = 0$, $b_2 = 0$, $\omega_0^{(2)} = 0$, $\omega_M^{(2)} = 0$ из формул (7) следует

$$Q = \frac{\Gamma(\omega)}{\lambda_1^*} = \alpha_1 \omega_M^{(1)} \frac{\omega_M^{(1)} [\omega_M^{(1)} (\omega - \omega_0^{(1)})^{-1} - 2]^{-1} - \omega}{(\omega^2 - \omega_k^{(1)2}) + \alpha_1 \omega_0^{(1)} \omega_M^{(1)}}. \quad (8)$$

При этом, согласно (6), $R = (1 + ik_x Q/q_1)(1 - ik_x Q/q_1)^{-1}$ есть коэффициент отражения поперечной волны от границы феррит—вакуум, а $T = 1 + R$ определяет амплитуду $U \cdot T$ сдвиговых смещений на границе. Результат, представленный формулой (8), отличается от полученного ранее в работе [13] видом зависимости $Q = Q(\omega)$, если даже учесть пропущенный в [13] сомножитель $(\omega^2 - \omega_k^{(1)2})^{-1}$. Причина несовпадения решений, казалось бы, одной и той же задачи, объясняется проявлением свойств невзаимности феррита при отражении акустических волн вследствие возбуждения ПМК. Действительно, в работе [13] при такой же ориентации внешнего магнитного поля, как и выше, принималось размещение феррита в нижнем ($y < 0$), а не в верхнем полупространстве. Соответственно этому получалось противоположное направление вращений вектора магнитной напряженности в ПМК (последние циркулярно поляризованы в плоскости падения, в чем нетрудно убедиться, обращаясь непосредственно к формулам (4), (5)) по сравнению с тем, что имеет место в настоящей работе. Изменение прецессии ПМК достигается переориентацией подмагничивающего поля и переход к исправленному решению [13] получается в (8) заменой $M_S^{(1)} \rightarrow -M_S$, $\omega_M^{(1)} \rightarrow -\omega_M$, $\omega_0^{(1)} \rightarrow -\omega_0$ или, что вообще характерно для невзаимных эффектов [4], операцией инверсии времени $\omega \rightarrow -\omega$.

Основной результат [13] и настоящей работы в частном случае действия формулы (8) состоит в изменении фазы волны при отражении под влиянием ПМК. Как видно из (8), фаза коэффициента отражения претерпевает резкие скачки в полюсах функции $Q(\omega)$, определяющих резонансы магнитной подсистемы. При $(\omega^2 - \omega_k^{(1)2}) + \alpha_1 \omega_0^{(1)} \omega_M^{(1)} = 0$ на нижней границе ω_1^* , запрещенного в безобменном приближении интервала частот $\Delta\omega_1 = \omega_k^{(1)} - \omega_1^*$ [14], обеспечивается проявление магнито-акустического резонанса (МАР), а в точке $\omega_M^{(1)} (\omega - \omega_0^{(1)})^{-1} - 2 = 0$ выполняется ферромагнитный резонанс (ФМР) на ПМК. Характерно, что при ФМР наиболее отчетливо проявляют себя невзаимные свойства феррита. Именно ФМР возможен только при положительной полярности внешнего поля и отсутствует в условиях обращенного поля работы [13].

Для границы феррит—вакуум наблюдение магнито-резонансных эффектов осложняется полным отражением ($|R| = 1$) поперечной волны при любых углах падения. В общем же случае контакта ферритов резонансное изменение $|R|$ тем заметнее, чем слабее исходное нерезонансное отражение. Так, если на обычно «слабой» границе ферритов $|R| \ll 1$, то соответствующей подстройкой (изменяя частоту или варьируя положение резонанса внешним подмагничиванием) можно существенно понизить при $\Gamma(\omega)/\lambda_1^* \rightarrow \infty$ (см. (6)) акустическую прозрачность границы $|R| \rightarrow 1$. Открывающаяся возможность эффективного управления акустической прозрачностью контакта ферритов интересна для приложений. Предпримем поэтому детальный анализ резонансных условий.

Из выражений (6), (7) следует в общем случае наличие не двух, как это имело место для границы феррит—вакуум, а трех разновидностей магнитного резонанса. Для конечных величин Ω_y и в пределах $S_y^{-1}, V_y^{-1} \rightarrow 0$; $(\lambda_y^* S_y)^{-1}, (\lambda_y^* V_y)^{-1} \rightarrow 0$, устанавливающих верхние $\omega_k^{(y)}$ и нижние ω_0^* границы запрещенной полосы частот $\Delta\omega_k = \omega_k^{(y)} - \omega_0^*$ в безобменных спектрах поперечных магнитоупругих волн [14], выполняется МАР. Парциальными резонансами, аддитивно слагающими полный спектр МАР, здесь являются величины ω_k^* — корни уравнений $(\omega^2 - \omega_k^{(y)^2}) + \chi_y \omega_0^{(y)} \omega_M^{(y)} = 0$. В чистом виде, т. е. при отсутствии резонансов других типов, проявление МАР возможно для границы со скачком только акустических свойств ферритов. При этом из (6), (7) получаем $\Gamma(\omega) = 0, B = D \equiv 0$. Наряду с тем, что выражения для коэффициентов R и T принимают стандартный «акустический» вид, отсутствие ПМК указывает на дисперсионное происхождение данного резонанса.

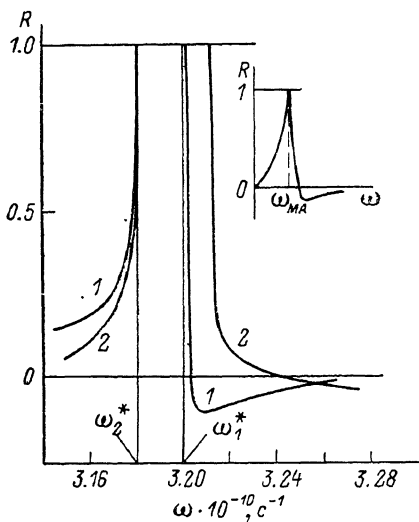


Рис. 1. Частотная зависимость коэффициента отражения поперечной волны на акустическом разрыве феррит-гранатов при $\lambda_2/\lambda_1 = 0.8, \rho_2/\rho_1 = 1.05, \omega_1^* = 3.2 \cdot 10^{10} \text{ c}^{-1}, \omega_2^* = 3.18 \cdot 10^{10} \text{ c}^{-1}$. θ , град: 1 — 30, 2 — 45.

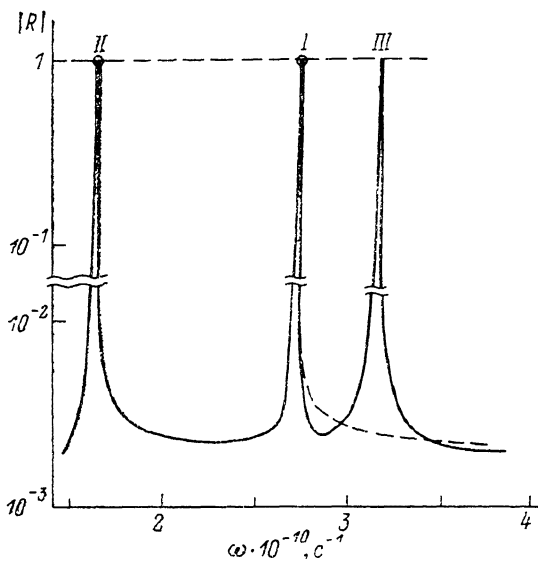


Рис. 2. Частотная зависимость модуля коэффициента отражения поперечной волны от границы ЖИГ—ЖИГ/Ga. $\theta_1 = 30^\circ, \epsilon = 1.1, H_0 = 690 \text{ Э}$.

Типичные зависимости $R = R(\omega)$, иллюстрирующие наличие МАР при отражении на акустическом разрыве в феррите, показаны на рис. 1 для случая, когда граница не допускает полного отражения поперечной волны $\lambda_2/\lambda_1 < 1, \rho_2/\rho_1 > 1$. Хорошо выраженную запрещенную частотную щель в интервале $\omega_{\min} < \omega < \omega_k$ ($\omega_{\min} = \min(\omega_1^*, \omega_2^*)$) можно устранить заменой $\omega_0 \rightarrow \omega_0 + \alpha k^2$ в дисперсионных зависимостях обменных волн, т. е. введением поправки на обменное взаимодействие, в которой α — обменная постоянная, $\omega_0^{(1)} = \omega_0^{(2)} \equiv \omega_0$. Соответствующий эквивалент кривой I, показанный в верхнем правом углу рис. 1, имеет вид обычного резонансного максимума на частоте $\omega_{\min} < \omega_{MA} < \omega_k$. Оговоримся, что производимая таким способом корректировка результатов не является вполне законченной, так как не учитывает при отражении возможную генерацию спиновых волн (эффект межветвевой трансформации мод [5, 6]), которые продолжают рассматриваться в виде ПМК. Из-за потерь на спиновое излучение реально поэтому ожидать некоторое снижение резонансного пика МАР.

Взамен условий МАР переход $\Gamma(\omega) \rightarrow \infty$ при ФМР выполняется, если $P_1 + P_2 = 0$, $S_2 - S_1 \neq 0$, $W_2 - W_1 \neq 0$. Отсюда на основании (7) получаем для частот ФМР выражение

$$\omega_F = \frac{1}{2}(\omega_1^{**} - \omega_2^{**}) \pm \frac{1}{2}[(\omega_1^{**} - \omega_2^{**})^2 + 2\Omega^2]^{1/2}, \quad (9)$$

где $\omega_v^{**} = \omega_0^{(v)} + \omega_M^{(v)}/2$ — частота парциального ФМР, а

$$\Omega^2 = \omega_0^{(2)} \left(\omega_1^{**} + \frac{\omega_M^{(1)}}{2} \right) + \omega_0^{(1)} \left(\omega_2^{**} + \frac{\omega_M^{(2)}}{2} \right) \quad (10)$$

— квадрат частоты магнито-дипольной связи ферритов, нарушающей аддитивности спектра ФМР по отношению к парциальным частотам.

При одинаковой полярности насыщающих полей в обоих кристаллах $\Omega^2 > 0$ и согласно (9) существует только одна спектральная линия ФМР, отвечающая положительному корню. Для антипараллельных насыщающих полей имеем $\Omega^2 < 0$, что при дополнительном условии $(\omega_1^{**} - \omega_2^{**}) > \sqrt{2}(|\Omega^2|)^{1/2}$ обеспечивает в полном спектре ФМР присутствие двух линий. Интересно отметить, что с обращением полярности насыщающих магнитных полей парциальные резонансы в формуле (9) переставляются местами. Поля ПМК, на которых осуществляется ФМР, изменяют при этом направления прецессии. В итоге с обращением подмагничивающего поля реализуется новое расположение резонансов ω_F^* относительно ω_F , соответствующее новому невязанному решению задачи.

Третья разновидность магнитного резонанса осуществляется в условиях $\omega \neq \omega_k^{(v)}$ переходами S_v^{-1} , $V_v^{-1} \rightarrow 0$. Согласно (7), это обеспечивает равенство $\omega + \omega_0^{(2)} = 0$, которое показывает необходимость обращения полярности насыщающего магнитного поля при переходе через границу ферритов ($\omega_0^{(2)} < 0$). Подобно ФМР данный резонанс — резонанс однородной прецессии (РОП) обуславливается реакцией ПМК на отражение поперечной волны и также характеризуется отчетливо выраженным эффектом невязанности. Происхождение РОП можно связать с известным [3, 4] механизмом вырождения однородной прецессии со спиновыми волнами и следующей отсюда возможностью нелинейного ФМР при поперечной магнитной накачке [15].

Действительно, в безобменном приближении возбуждение от феррита к ферриту передается по механизму магнито-дипольной связи. Однако в отличие от обычного ФМР, когда эта связь носит встречный и симметричный относительно перестановки кристаллов характер (см. формулу (10)), при РОП имеет место «односторонняя» (от кристалла 1 к кристаллу 2) передача возбуждения с сохранением направления прецессии поля ПМК. Требуемое для этого изменение полярности намагниченности выполняется, например, на 180°-ной доменной границе (ДГ). Соответствующее выражение для коэффициента отражения поперечной волны ДГ получается из формул (6), (7), если принять $\lambda_1 = \lambda_2 \equiv \lambda$, $\rho_1 = \rho_2 \equiv \rho$, $b_1 = b_2 \equiv b$, $M_S^{(1)} = -M_S^{(2)} \equiv M_0$ (M_0 — спонтанная намагниченность в доменах), $H_i^{(1)} = -H_i^{(2)} \equiv H_i$, $\omega_0^{(1)} = -\omega_0^{(2)} \equiv \omega_0$, $\omega_M^{(1)} = -\omega_M^{(2)} \equiv \omega_M$. Обозначая $x = b^2(4\pi M_0^2 \lambda)^{-1}$, $\omega^{*2} = \omega_k^2 - x\omega_0\omega_M$, $\omega_k^2 = \omega_0(\omega_0 + \omega_M)$, найдем

$$R = - \frac{i x \omega_M \left(\omega - \frac{\omega_0 \omega_M}{\omega - \omega_1} \right) \operatorname{tg} \theta_1}{(\omega^2 - \omega^{*2}) + i x \omega_M \left(\omega - \frac{\omega_0 \omega_M}{\omega - \omega_3} \right) \operatorname{tg} \theta_1}. \quad (11)$$

В выражении (11) ω^* — частота МАР на совмещенных парциальных резонансах, ω_0 — частота РОП.

В отношении РОП интересно заметить, что переполяризация магнитного поля на отражающей волну границе выглядит формально как индуцируемое при акустическом отражении изменение намагниченности. Иначе говоря, переполяризация совершается как бы вынужденно, под действием проникающих в кристалл 2 (домен за доменной стенкой) магнитостатических колебаний, вы-

полняющих роль своеобразной поперечной магнитной накачки при параметрическом возбуждении в условиях нелинейного ФМР [15].

Конкретные проявления МАР и ФМР на ПМК рассмотрим на примере акустического отражения от границы беспримесного железо-иттриевого граната (ЖИГ) с Ga-замещенным ЖИГ. Как известно [3, 4, 14], легирование Ga изменяет заметно только магнитные параметры ЖИГ, что позволяет отнести границу ЖИГ—ЖИГ/Ga к разряду акустически слабых. В расчетах использовались значения $\gamma=2 \cdot 10^{-7} \text{ Э}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, $\rho_1=\rho_2=5.17 \text{ г/см}^3$, $\lambda_1=7.6 \cdot 10^{11} \text{ дин/см}^2$, $\lambda_2=7.67 \times 10^{11} \text{ дин/см}^2$, $b_1=7.4 \cdot 10^6 \text{ эрг/см}^3$, $b_2=2.88 \cdot 10^6 \text{ эрг/см}^3$, $M_S^{(1)}=140 \text{ Гс}$, $M_S^{(2)}=21 \text{ Гс}$. Кроме этого, принималась во внимание связь внутренних полей

$$H_i^{(2)} = H_0 + (H_i^{(1)} - H_0) M_S^{(2)} / M_S^{(1)}, \quad (12)$$

где $H_i^{(1)} = \varepsilon H_0$, ε — обобщенный коэффициент связи внутреннего и внешнего магнитных полей в области над границей.

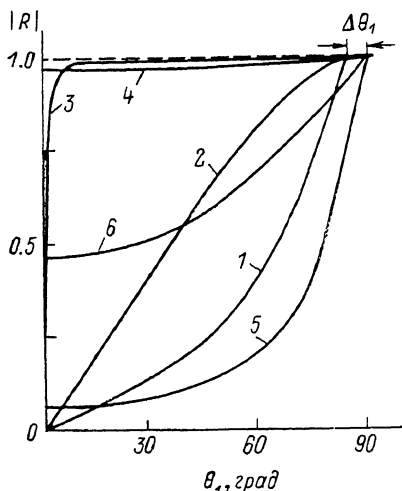


Рис. 3. Угловые зависимости модуля коэффициента отражения поперечной волны на границе ЖИГ—ЖИГ/Ga при $\varepsilon=1.1$, $H_0=690 \text{ Э}$.

1 — $\omega=3.18 \cdot 10^{10}$, 2 — $3.181 \cdot 10^{10}$, 3 — $3.1815 \cdot 10^{10}$, 4 — $2.765056 \cdot 10^{10}$, 5 — $2.766 \cdot 10^{10}$, 6 — $2.7651 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$.

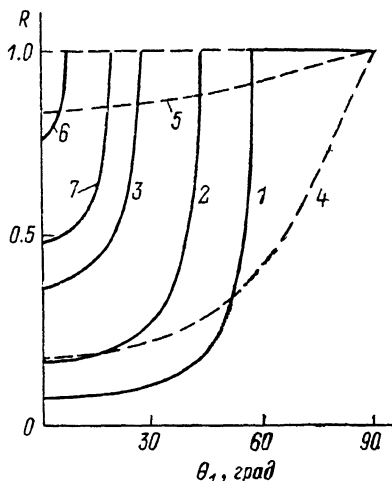


Рис. 4. Угловые зависимости модуля коэффициента отражения поперечной волны на границе ЖИГ—ЖИГ/Ga при $\varepsilon=1.1$, $H_0=690 \text{ Э}$.

1 — $\omega=2.764 \cdot 10^{10}$, 2 — $2.7645 \cdot 10^{10}$, 3 — $2.7647 \cdot 10^{10}$, 4 — $1.6427 \cdot 10^{10}$, 5 — $1.6431 \cdot 10^{10}$, 6 — $1.64355 \cdot 10^{10}$, 7 — $1.6436 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$. Для наглядности построение кривых 2, 3, 6, 7 ограничено малой окрестностью соответствующих углов полного отражения.

Ввиду перенормирующего действия поля магнитной анизотропии в уравнении (12) (получается исключением размагничивающего фактора из выражений для внутренних полей) примем $\varepsilon > 1$.

Согласно частотной зависимости $|R(\omega)|$, на рис. 2 острота магнитных резонансов, оцениваемая отношением резонансной частоты к содержащей ее на уровне $|R|^2=1/2$ полосе частот, составляет величину $\delta \sim 10^3-10^4$. Это, в частности, свидетельствует о высокой чувствительности акустической прозрачности границы ЖИГ—ЖИГ/Ga к вариациям внешнего поля H_0 и доступности предсказываемого эффекта экспериментальной проверке. В окрестностях парциальных МАР I, II (кружки) ход частотной зависимости аналогичен описанному выше для границы чисто акустического разрыва (рис. 1) и все рассуждения по коррекции результатов (устранение запрещенных частотных щелей в спектрах объемных волн) сохраняют силу. В окрестности ФМР (резонансный максимум III) как следствие проявления невзаимности при отражении имеет место сильное расхождение результатов исходного решения (для положительной поляризации магнитных полей насыщения и внутренних полей в кристаллах) с инверсно-сопряженным ему по времени решением (получается заменой $\omega \rightarrow -\omega$ или

изменением полярности полей $M_s^{(v)}$, $H_i^{(v)}$ в обоих ферритах), показанным штриховой линией.

Типичные угловые зависимости $|R(\theta_1)|$ для границы ЖИГ—ЖИГ/Ga в окрестности ФМР (кривые 1—3) и парциального МАР II (рис. 1) беспримесного ЖИГ (кривые 4—6) представлены при различных частотах на рис. 3. Различия поведения зависимостей $|R(\theta_1)|$ в окрестностях МАР I, II иллюстрируют кривые на рис. 4. В проводившихся расчетах частоты выбирались за пределами запрещенных частотных щелей $\Delta\omega$, спектров, что вместе с контролируемым условием $\omega(\rho, \lambda_s)^{1/2} < 10^5 \text{ см}^{-1}$ обеспечивало для кристаллов ферритгранатов семейства ЖИГ возможность пренебрежения обменным взаимодействием.

Кривые рис. 3, 4 показывают монотонное возрастание $|R|$ с ростом угла падения θ_1 в докритическом интервале $\theta_1 < \arcsin(k_2/k_1)$. Последнее условие выполняется для кривых 4—6 рис. 3 при любых углах падения θ_1 , поскольку соответствующие частоты незначительно превышают $\omega_k^{(1)}$ и ввиду неравенства $k_1 < k_2$ граница не допускает полного отражения. Это имеет место и для кривых 4, 5 рис. 4, но уже в силу того, что $\omega < \omega_k^{(2)}$ ($\omega < \omega_2^*$). Здесь с приближением частоты к нижней границе запрещенной частоты щели парциального МАР II неравенство $k_1 < k_2$ обеспечивается ввиду резкого увеличения $k_2(\omega)$.

В окрестности ФМР (кривые 1—3 на рис. 3), МАР I (кривые 1—3 на рис. 4) и МАР II (кривые 6, 7 на рис. 4) возможно полное отражение. При этом в силу заметного разнесения ФМР и парциальных МАР (рис. 2) частотная дисперсия поперечных волн в окрестности ФМР выражена слабо. Соответственно изменение предельного угла полного отражения $\theta_{\text{пр}} = \arcsin(k_2/k_1)$ с частотой практически отсутствует $\theta_{\text{пр}} \approx 86.62^\circ$. Напротив, в окрестностях парциальных МАР положение предельного угла заметно управляется частотной дисперсией. Для кривых 1—3 рис. 4 с повышением частоты имеет место приближение к нижней границе ω_1^* запрещенной частотной щели парциального МАР I. Соответствующее увеличение $k_1(\omega)$ приводит к снижению предельного угла от значения $\theta_{\text{пр}} \approx 58.74^\circ$ (кривая 1) до величины $\theta_{\text{пр}} \approx 27.23^\circ$ (кривая 3). В окрестности МАР II на частотах $\omega \geq \omega_k^{(2)}$ повышение частоты способствует уже увеличению $k_2(\omega)$ и предельный угол, наоборот, возрастает от значения $\theta_{\text{пр}} \approx 7.34^\circ$ (кривая 6) до значения $\theta_{\text{пр}} \approx 19.83^\circ$ (кривая 7).

В соответствии с различной природой происхождения МАР и ФМР поведение в их окрестностях угловых зависимостей $|R(\theta_1)|$ на рис. 3 заметно различается при малых углах падения. Следует, конечно, учесть, что при $\theta_1 \rightarrow 0$ (фактически при θ_1 не выше нескольких градусов) полученное решение неадекватно из-за использования магнитостатического приближения. На необходимость учета запаздывания ПМК в таких условиях указывалось впервые в работе [13].

Обратимся к случаю отражения поперечной волны 180°-ной ДГ. Специфика проявления при $\omega \rightarrow \omega^*$ МАР (см. выражение (11)) здесь заключается не только в отсутствии предельного угла полного отражения, как это имело место на частотах $\omega > \omega_k^{(1)}$ или $\omega < \omega_2^*$ (см. соответственно кривые 4—6 на рис. 3 и кривые 4, 5 на рис. 4), но и в отсутствии принципиальных различий с поведением зависимостей $|R(\theta_1)|$ в окрестности РОП. Последние напоминают кривые 1—3 рис. 3 в окрестности ФМР при исчезновении интервала запредельных углов падения $\Delta\theta_1 \rightarrow 0$. Использование формулы (11) подразумевает бесструктурную геометрическую модель ДГ, что оправдано для длин волн $\Lambda \gg d$, d — толщина доменной стенки. Настоящее ограничение выполняется с достаточной точностью как раз в тех условиях, когда обменным взаимодействием можно пренебречь.

Список литературы

- [1] Леманов В. В., Смоленский Г. А. // УФН. 1972. Т. 108. № 3. С. 465—501.
- [2] Красильников В. А., Крылов В. В. Введение в физическую акустику. М.: Наука, 1984. 400 с.
- [3] Яковлев Ю. М., Генделев С. Ш. Монокристаллы ферритов в радиоэлектронике. М.: Сов. радио, 1975. 360 с.
- [4] Смоленский Г. А., Леманов В. В. Ферриты и их техническое применение. Л.: Наука, 1975. 219 с.
- [5] Comstock R. L., Kusnezov N. // Appl. Phys. Lett. 1966. Vol. 8. N 5. P. 126—128.

- [6] *Comstock R. L., Kisnezov N.* // J. Appl. Phys. 1967. Vol. 38. N 9. P. 3740—3744.
- [7] *Власов К. Б., Кулеев В. Г.* // ФММ. 1971. Т. 32. № 3. С. 451—463.
- [8] *Ерухимов М. Ш., Тюрнев В. В., Саланский Н. М.* // ФТТ. 1975. Т. 17. Вып. 3. С. 2233—2238.
- [9] *Тюрнев В. В.* // ФТТ. 1979. Т. 21. Вып. 5. С. 1599—1601.
- [10] *Белый В. Н.* // Кристаллография. 1982. Т. 27. № 5. С. 859—862.
- [11] *Власов К. Б., Кулеев В. Г., Розенфельд Е. В., Шур М. Л.* // ФММ. 1973. Т. 36. № 1. С. 5—19.
- [12] *Власов К. Б., Бабушкин Г. А.* // ФММ. 1974. Т. 38. № 5. С. 936—948.
- [13] *Барabanщиков И. В., Лямшее Л. М., Шеяхов Н. С.* // Докл. IX. Всесоюз. акуст. конф. М., 1977. Ч. В, С. 127—130.
- [14] *Rarekh J. P., Bertoni H. L.* // J. Appl. Phys. 1973. Vol. 44. N 6. P. 2866—2875.
- [15] *Моносов Я. А.* Нелинейный ферромагнитный резонанс. М., 1971. 376 с.

Ульяновский сельскохозяйственный
институт

Поступило в Редакцию
20 мая 1989 г.