

Туннелирование магнитоакустических волн через зазор ферромагнитных кристаллов с относительным продольным перемещением

© Е.А. Вилков¹, А.В. Моисеев¹, В.Г. Шавров²

¹ Ульяновский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Ульяновск, Россия

² Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия

E-mail: e-vilkov@yandex.ru

(Поступила в Редакцию 24 июня 2010 г.)

В окончательной редакции 15 июля 2010 г.)

Рассмотрено туннелирование плоской монохроматической акустической волны через зазор двух ферромагнетиков в условиях их относительного продольного перемещения. Показано, что при толщине зазора h , сравнимой с длиной волны, возможно полное прохождение акустической волны на частоте Деймона–Эшбаха. При толщине зазора меньше длины волны полное прохождение реализуется уже на двух резонансных частотах. Учет продольного смещения одного из кристаллов во всех случаях приводит к нарушению резонансных условий и вследствие этого к заметному снижению коэффициента прохождения акустической волны через зазор двух ферромагнетиков тем сильнее, чем больше скорость перемещения кристалла. Показана возможность обращения волнового фронта волны, при котором происходит усиление отраженной магнитоакустической волны.

1. Введение

Явление прохождения акустических волн через вакуумный зазор двух активных кристаллов из-за сходства с туннельным переходом в квантовой механике [1] получило в физике название акустического туннелирования [2]. Основной целью исследования этого явления для различного типа активных кристаллов и геометрии поверхности зазора был поиск условий увеличения эффективности туннелирования акустических волн [3,4]. При этом во всех известных нам работах кристаллы всегда полагались фиксированными. Однако в робототехнике, механотронике нередко используют перемещение деталей конструкций, состоящих из активных кристаллических материалов. Поэтому, безусловно, актуальным является рассмотрение динамических процессов, в частности распространения акустических волн, при относительном движении сред, наделенных соответствующего типа активностью — пьезоэффектом, магнито- или электрострикцией.

Так, недавно в работах [5,6] изучались особенности распространения электродвиговых щелевых волн и эффект туннелирования сдвиговых волн через щель пьезоэлектриков, испытывающих относительное продольное перемещение (ОПП). Аналогичные [5,6] проявления ОПП кристаллов, разделенных щелью, но только в усложненном варианте из-за резонансного отклика и частотной дисперсии волн, показаны недавно и в отношении акустических эффектов для магнитоактивных сред [7]. В настоящей публикации являющейся продолжением нашей работы [7], рассмотрено более подробно влияние ОПП ферромагнитных кристаллов на

туннелирование магнитоакустических волн через щель, разделяющую кристаллы. В частности, показана возможность обращения волнового фронта (ОВФ) волны, о которой не сообщалось в [7].

2. Постановка задачи и исходные уравнения

На рис. 1 показана схема задачи. Два полубесконечных одноосных ферромагнитных кристалла с противоположной намагниченностью $M_0^{(j)}$ вдоль оси z

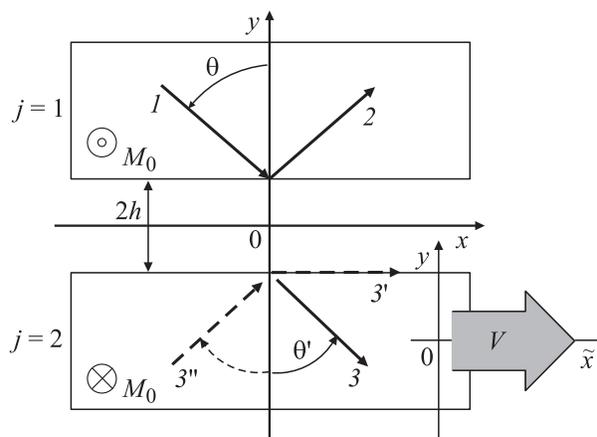


Рис. 1. Геометрия задачи. Наклонными стрелками показано направление падающей волны (1) и рефрагированных волн (2, 3, 3', 3''). M_0 — намагниченность насыщения. Пояснение частот туннелирования от безразмерного параметра kh .

($\mathbf{M}_0^{(1)} \uparrow \downarrow \mathbf{M}_0^{(2)} \parallel [001]$, $j = 1, 2$, где j — номер кристалла) разделены зазором толщиной $2h$. Соответственно этому спонтанным намагниченностям $M_0^{(j)}$ и внутренним магнитным полям $H_i^{(j)}$ в кристаллах придадим значения

$$M_0^{(j)} = (-1)^{j+1} M_0, \quad H_i^{(j)} = (-1)^{j+1} (H_a), \quad (1)$$

где H_a — поле анизотропии, M_0 — модуль спонтанной намагниченности, $j = 1$ при $y > h$, $j = 2$ при $y < -h$. Пусть кристалл под номером 2 движется вдоль оси x относительно первого со скоростью V . Примем также, что сдвиговые волны распространяются в плоскости (001) ферромагнетика со смещениями u_j , коллинеарными спонтанным намагниченностям $\mathbf{M}_0^{(j)}$. Решение строим в лабораторной системе отсчета $xOyz$, привязанной к неподвижному кристаллу ($y > h$), со стороны которого падает наклонно на зазор магнитоакустическая волна с волновым вектором $\mathbf{k} = k(k_x, k_y, 0)$. Однако параметры волн, возникающих в движущемся кристалле ($y < -h$), условимся соотносить попутной системе отсчета $\tilde{x}O\tilde{y}\tilde{z}$, привязанной к движущемуся кристаллу. Из-за автоматически выполняющегося неравенства $V \ll c$, где c — скорость света, связь систем отсчета кристаллов будет определяться преобразованием Галилея. Это выразится в том, что волны в движущемся кристалле будут иметь частотный сдвиг $\Omega = \omega - k_x V$, где ω — частота волны в лабораторной системе отсчета, и будет иметь место следующая замена дифференциальных операторов в исходных уравнениях:

$$\frac{\partial}{\partial \tilde{x}} = \frac{\partial}{\partial x}, \quad \frac{\partial}{\partial \tilde{y}} = \frac{\partial}{\partial y}, \quad \frac{\partial}{\partial \tilde{t}} = V \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial t}. \quad (2)$$

С учетом (1), (2) и указанных выше условий распространения из уравнений Максвелла, линеаризованного уравнения движения магнитного момента и уравнения движения теории упругости получим в безобменном магнитостатическом приближении следующие уравнения:

$$\begin{aligned} \nabla^2 u_j + (\rho \Omega^2 / \lambda_{\Omega}^*) u_j &= 0, \\ \nabla^2 \varphi_j &= (-1)^{j+1} \frac{4\pi\gamma\beta\omega_0 j}{\Omega_j^2 - \omega_k^2} \nabla^2 u_j, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\Omega_1 = \omega$, при $j = 1$, $\Omega_2 = \omega - k_x V$ при $j = 2$, φ_j — магнитостатический потенциал, ω_0 — частота ферромагнитного резонанса, $\omega_k = [\omega_0(\omega_0 + \omega_m)]^{1/2}$ — частота магнитоакустического резонанса, $\omega_m = 4\pi\gamma M_0$ — частота намагничивания, γ — гиромагнитное отношение, ∇ — оператор Гамильтониана в плоскости xOy , β — коэффициент магнитоупругого взаимодействия $\lambda_{\Omega_j}^* = \lambda + \gamma\beta^2\omega_0/[M_0(\Omega_j^2 - \omega_k^2)]$, $\lambda = \lambda_{44}$ — модуль сдвига, ρ — плотность.

Первое из уравнений (3) — уравнение Гельмгольца — допускает решение в виде плоских гармонических волн с законом дисперсии

$$k^2 \equiv k^2(\Omega_j) = \frac{\rho\Omega_j^2}{\lambda_{\Omega_j}^*}. \quad (4)$$

Второе из них позволяет написать

$$\varphi_j = (-1)^{j+1} \frac{4\pi\gamma\beta\omega_0}{\Omega_j^2 - \omega_k^2} u_j + \Phi_j, \quad \nabla^2 \Phi_j = 0, \quad (5)$$

где Φ_j — потенциал поля рассеяния магнитных полюсов [8]. Следует подчеркнуть, что именно наличие приграничных магнитостатических полей на границах кристалл-вакуумный зазор приводит к возможности туннелирования сдвиговых волн через зазор, в котором чисто акустические волны распространяться не могут.

3. Решение граничной задачи

Решение уравнений (5) запишем для первого ($y > h$), второго кристаллов ($y < h$) и вакуумного зазора ($-h < y < h$) соответственно в виде

$$\begin{aligned} u_1 &= U[\exp(-ik_y y) + R \exp(ik_y y)] \exp[i(k_x x - \omega t)], \\ \Phi_1 &= F_1 \exp(-k_x y) \exp[i(k_x x - \omega t)], \\ u_2 &= WU \exp(-ik_y y) \exp[i(k_x \tilde{x} - \Omega t)], \\ \Phi_2 &= F_2 \exp(k_x y) \exp[i(k_x \tilde{x} - \Omega t)], \\ \Phi_0 &= [C \exp(-k_x y) + D \exp(k_x y)] \exp[i(k_x x - \omega t)], \end{aligned} \quad (6)$$

где U — амплитуда падающей волны, R , T — коэффициенты отражения и прохождения магнитоупругой волны, F_1 , F_2 , C , D — амплитуды приграничных магнитостатических колебаний, $k_{y1} = (k^2 - k_x^2)^{1/2}$, $k_{y2} = ((k_x b - \omega/c_t^*)^2 - k_x^2)^{1/2}$, c_t^* — скорость сдвиговых волн во втором кристалле с учетом магнитоупругого взаимодействия, $b = V/c_t^*$. Граничные условия на двух границах ($y = h$ и $y = -h$) выражаются равенством нулю нормальной компоненты тензора упругих напряжений, непрерывностью магнитного потенциала, нормальной компоненты магнитной индукции

$$\begin{aligned} T_{xy}^{(1)}|_{y=h} &= 0, \quad T_{xy}^{(2)}|_{y=-h} = 0, \\ \varphi_1 &= \Phi_0|_{y=h}, \quad \varphi_2 = \Phi_0|_{y=-h}, \\ b_{y1} &= b_{y0}|_{y=h}, \quad b_{y2} = b_{y0}|_{y=-h}. \end{aligned} \quad (7)$$

Величины, входящие в (7), определяются следующими выражениями:

$$\begin{aligned} T_{xy}^{(j)} &= \lambda_{\Omega_j}^* \frac{\partial u_z^{(j)}}{\partial y} + (-1)^{j+1} (i\Omega_j) \frac{\gamma\beta^2}{\mu_s(\Omega_j^2 - \omega_k^2)} \frac{\partial u_z^{(j)}}{\partial x} \\ &+ \frac{\gamma\beta}{(\Omega_j^2 - \omega_0^2)} \left[i\Omega_j \frac{\partial \Phi_j}{\partial x} + (-1)^{j+1} \omega_0 \frac{\partial \Phi_j}{\partial y} \right], \\ b_{yj} &= \left[4\pi m_y^{(j)} - \frac{\partial \varphi_j}{\partial y} \right], \\ m_y^{(j)} &= \frac{\gamma\beta}{\Omega_j^2 - \omega_k^2} \left[i\Omega_j \frac{\partial u_j}{\partial x} + (-1)^{j+1} \omega_0 \frac{\partial u_j}{\partial y} \right] \\ &+ \frac{\omega_m}{4\pi(\Omega_j^2 + \omega_0^2)} \left[\omega_0 \frac{\partial \Phi_j}{\partial x} + (-1)^{j+1} \Omega_j \frac{\partial \Phi_j}{\partial y} \right] \end{aligned}$$

— нормальная компонента динамической намагниченности.

Подставляя в граничные условия (7) решения (6) с учетом (5), получим систему из шести алгебраических уравнений относительно шести неизвестных R , W , F_1 , F_2 , C , D , которая из-за экономии места в работе не приводится. Разрешая эту систему относительно R и T , получим выражения для коэффициента отражения и прохождения в виде

$$R = \frac{-(a_2 - ib_2)(a_1 + ib_1) + e^{4hk_x}(c_2 + id_2)(c_1 - id_1)}{-(a_2 - ib_2)(a_1 - ib_1) + e^{4hk_x}(c_2 + id_2)(c_1 + id_1)}, \quad (8)$$

$$T = \frac{4i\chi e^{2hk_x}\omega_0(\Omega_2^2 - \omega_k^2)a_1 \operatorname{tg}(\theta')}{-(a_2 - ib_2)(a_1 - ib_1) + e^{4hk_x}(c_2 + id_2)(c_1 + id_1)}, \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned} a_j &= \omega_m(\Omega_j^2 - \omega_k^2 + \chi\omega_0^2), \\ b_j &= \chi\omega_0^2\omega_m \operatorname{tg}(\theta_j), \\ c_j &= (2\Omega_j - \omega_m - 2\omega_0)(\Omega_j^2 - \omega_k^2 + \chi\omega_0^2), \\ d_j &= \chi\omega_0(2\Omega_j^2 - 2\omega_0\Omega_j - \omega_m\omega_0) \operatorname{tg}(\theta_j), \end{aligned} \quad (10)$$

$\chi = \gamma\beta^2/\lambda_{44}M_0\omega_0$ — безразмерная константа магнитоупругой связи ферромагнетика, λ_{44} — модуль сдвига, $\theta_1 = \theta$ — угол падения при $j = 1$, $\theta_2 = \theta'$ — угол туннелирования при $j = 2$. При предельном переходе $h \rightarrow \infty$ и $V = 0$ получим выражение для коэффициента отражения магнитоакустической волны от границы ферромагнетик–вакуум [9]

$$R = \frac{1 + i \operatorname{tg}(\theta)Q(\omega)}{1 - i \operatorname{tg}(\theta)Q(\omega)},$$

$$Q(\omega) = \chi\omega_0 \frac{(2\omega^2 - 2\omega\omega_0 - \omega_m\omega_0)}{(\omega_m - 2\omega - 2\omega_0)(\omega^2 - \omega_k^2 + \chi\omega_0^2)} \operatorname{tg}(\theta),$$

что является одним из подтверждений правильности полученных выражений.

4. Угловые зависимости коэффициентов отражения и прохождения магнитоакустической волны через зазор

На рис. 2 схематически показана зависимость частот, на которых происходит эффективное туннелирование¹ акустической волны через вакуумный зазор двух ферромагнетиков. Эти частоты можно рассчитать, приравняв к нулю знаменатель коэффициента отражения (8). Они близки по значениям к частотам, на которых возбуждаются щелевые магнитостатические волны в системе двух ферромагнетиков [10]. В нашем случае частоты щелевых магнитостатических волн корректируются на

¹ Реализуется полное прохождение волны в движущийся кристалл.

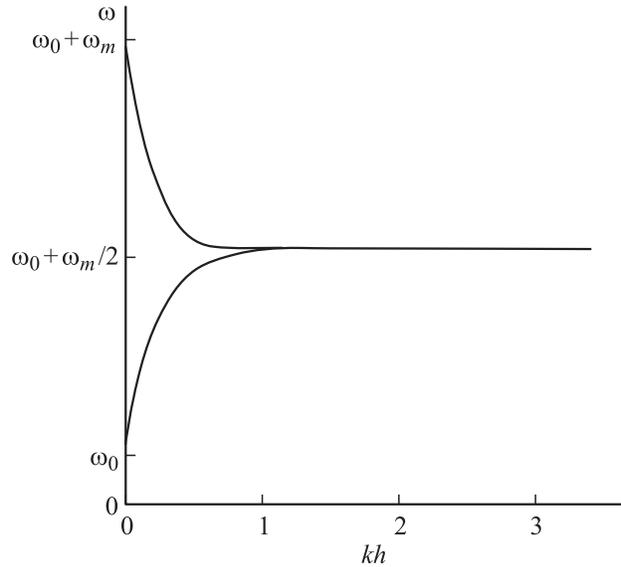


Рис. 2. Зависимость частот туннелирования от базисного параметра kh .

учет магнитоупругого взаимодействия ($\beta \neq 0$). Таким образом, можно сделать вывод, что при резонансных частотах (рис. 2) происходит эффективное возбуждение соответствующей моды щелевой магнитоакустической волны. В итоге достигается полное прохождение волны через зазор, возможное по условиям резонансного возбуждения.

Из рис. 2 видно, что при толщине зазора, сравнимой с длиной волны ($kh > 1$), осуществить резонансное прохождение акустической волны во второй кристалл возможно лишь на одной частоте — частоте Деймона–Эшбаха ($\omega = \omega_0 + \omega_m/2$). Это подтверждается численным расчетом зависимости модуля коэффициента отражения (4) от угла падения, показанной на рис. 3. Видно, что при незначительном изменении значения h резонансное прохождение волны реализуется либо в области нормальных, либо в области скользких углов падения магнитоакустической волны. При этом движение одного из кристаллов приводит к нарушению резонансных условий и вследствие этого к потере эффективности туннелирования волны в движущийся кристалл. Установлено, что при достаточно больших скоростях движения кристалла провал в ходе угловой зависимости коэффициента отражения полностью исчезает.

Согласно рис. 2, при ширине зазора намного меньше длины волны ($kh \ll 1$) резонансное туннелирование акустической волны возможно уже на двух частотах ($\omega = \omega_0$, $\omega = \omega_0 + \omega_m$), однако лишь в области скользких углов падения (рис. 4). Из-за аналогичного вида зависимости $R(\theta)$ для этих частот на рис. 4 приведены только кривые соответствующие частоте $\omega = \omega_0$. Причем, как установлено, чем точнее выполняется условие $kh \ll 1$, тем глубже и острее резонансный пик. Учет движения второго кристалла, как и в случае широкого

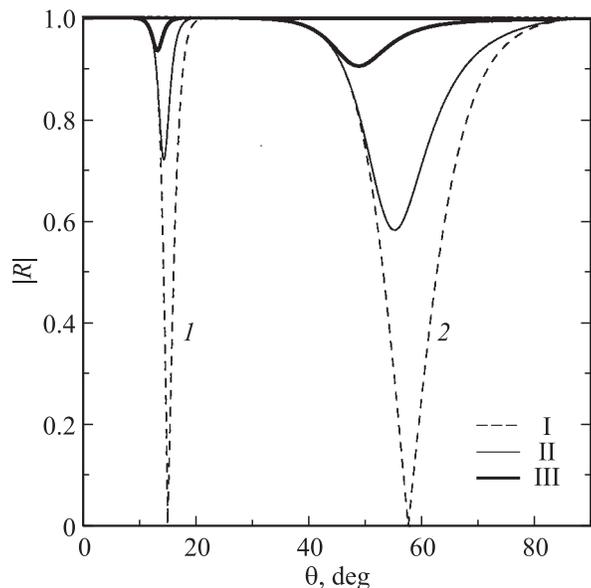


Рис. 3. Зависимость $R(\theta)$ для частоты $\omega = \omega_0 + \omega_m/2$. kh : I — ≈ 16 , 2 — ≈ 4 . V , cm/s: I — 0, II — 350, III — 1750.

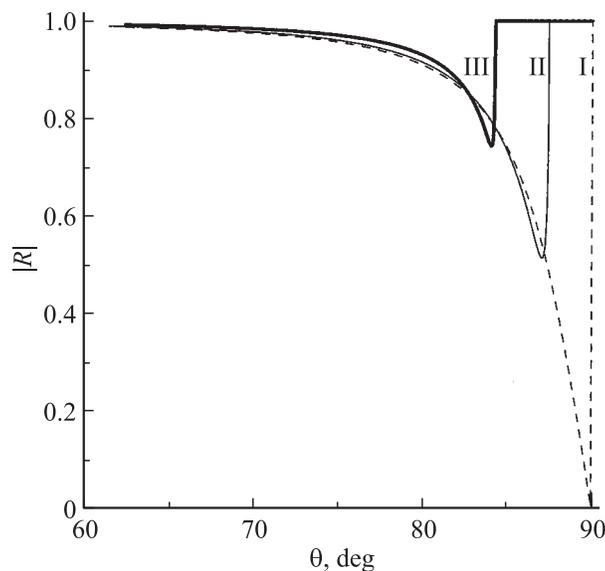


Рис. 4. Зависимость $R(\theta)$ для частоты $\omega = \omega_0$ ($kh \approx 0.004$). I–III — то же, что на рис. 3.

зазора ($kh > 1$), приводит к уменьшению коэффициента прохождения акустической волны во второй кристалл тем сильнее, чем больше скорость движения кристалла. При этом провал в ходе зависимости коэффициента отражения смещается в область меньших углов падения. Установлено также, что в отличие от случаев больших зазоров ($kh > 1$) при тонких зазорах ($kh \ll 1$) наблюдается „чувствительность“ хода угловой зависимости к направлению движения второго кристалла. Происходит расширение пиков провалов $R(\theta)$ при незначительном увеличении их абсолютной величины. Для других частот

и значений kh , при которых происходит эффективное туннелирование магнитоакустических волн (рис. 2), угловая зависимость модуля коэффициента отражения имеет аналогичный рис. 3, 4 вид.

Расчет зависимости модуля коэффициента туннелирования (5) от угла падения при тех же параметрах, что и для рис. 3, 4, показал, что при $h \sim \lambda$ имеет место закономерное следствие: чем глубже пик коэффициента отражения, тем больше пик коэффициента прохождения. Аналогично ведут себя зависимости $|R(\theta)|$ и $|T(\theta)|$ и для тонкого зазора $h \ll \lambda$, но лишь в статичном случае. В случае движения кристалла коэффициент туннелирования может принимать значения больше единицы в окрестности скользящих углов туннелирования θ' при $V > 0$. Усиление магнитоакустической волны во втором кристалле, по-видимому, обусловлено увеличением энергии приграничных магнитостатических колебаний за счет доплеровского изменения частоты. Для более детального выяснения необходим расчет плотности энергии этих граничных волн. Установлено, что при $V < 0$ доплеровское изменение частоты имеет противоположный знак и эффективность туннелирования, наоборот, уменьшается по сравнению со статичным случаем.

Для окрестности нижнего края щели запрещенных частот $\omega < \sqrt{\omega_k^2 - \chi\omega_0^2}$ магнитоупругого спектра в безобменном приближении [11], когда групповая скорость мала, следовало бы ожидать обращения волнового фронта [6] волны вследствие движения кристалла,² причем при скоростях кристалла, значительно меньших скорости поперечного звука. Однако при использованных значениях расчетных параметров для ферромагнетика типа железо-иттриевого граната усиление отраженной волны вследствие ОВФ [6] наблюдается только, как показано далее, в очень узком интервале параметров и при скоростях, значительно больших скорости сдвиговых волн в кристалле.

На рис. 5, а показана зависимость угла туннелирования θ' от угла падения θ магнитоупругой волны. Видно, что можно выделить три области, в которых реализуются три типа распространения туннелированной волны. До угла падения $\theta < \theta^*$ имеем обычный тип „рефракции“, т. е. во втором кристалле распространяется магнитоупругая волна (волна 3 на рис. 1) под углом $\theta' < 90^\circ$ к нормали второго кристалла, при этом угол $\theta' \neq \theta$. При угле падения $\theta > \theta^*$ имеет место полное внутреннее отражение. В этом случае волна (волна 3' на рис. 1) во втором кристалле скользит вдоль его границы. Наконец, при $\theta > \theta^{**}$ возможно ОВФ, когда угол туннелирования $\theta' \neq 90^\circ$ (рис. 5, б) и изменяется знак частоты магнитоакустической волны в движущемся кристалле $\Omega = \omega - k_x V$ [6]. Для перехода от обычной рефракции к обращенной нет необходимости рассматривать два отдельных решения. Для этого необходимо в (8), (9) при

² Необходимо отметить, что полностью корректный расчет в этой окрестности частот требует учета обменного взаимодействия.

изменении знака Ω (при неизменности всех остальных параметров волны) поменять знак у k_{y2} [6].

При ОВФ волна не отходит от границы, а подтекает к ней с позиции наблюдателя в лабораторной системе отсчета (волна 3'' на рис. 1). В этом случае магнитоакустическая волна, отраженная от границы первого кристалла (волна 2), усиливается за счет подтекающей волны 3'' и модуль коэффициента отражения становится больше единицы, как это показано на рис. 6, на котором изображена зависимость коэффициента отражения от угла падения при ОВФ. Причем, как уже отмечалось выше, ОВФ реализуется лишь в узком диапазоне частот и при определенных значениях h и V , т.е. при $\omega = \omega_{\text{opt}}$,

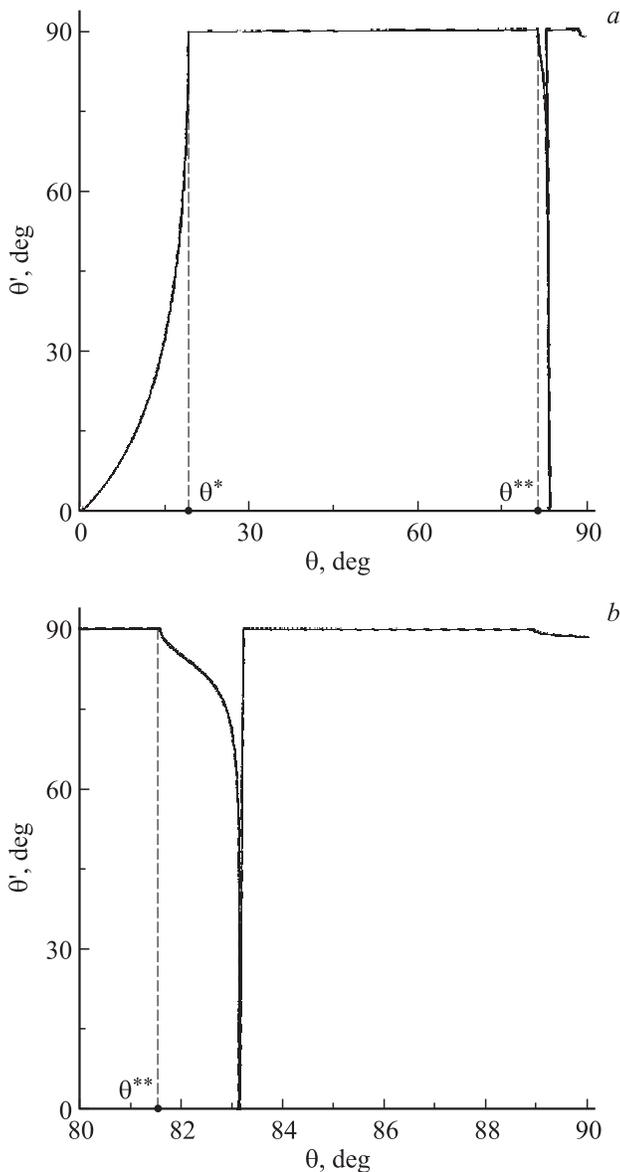


Рис. 5. а) Зависимость угла туннелирования θ' от угла падения θ магнитоупругой волны для частоты $\omega = 2.614 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$ при скорости $V = 7.627 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$ и толщине зазора $h = 10^{-7} \text{ cm}$. б) То же в области углов падения, где реализуется ОВФ.3

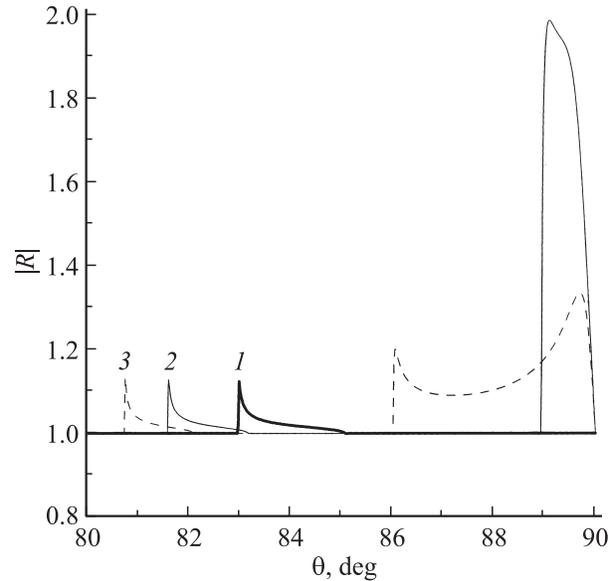


Рис. 6. Зависимость $R(\theta)$ для частоты $\omega_{\text{opt}} = 2.614 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$ при скорости $V_{\text{opt}} = 7.627 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$ и толщине зазора $h = 10^{-7} \text{ cm}$. 1 — $0.999\omega_{\text{opt}}$, 2 — ω_{opt} , 3 — $1.001\omega_{\text{opt}}$.

$h = h_{\text{opt}}$, $V = V_{\text{opt}}$. В этом состоит основное отличие ОВФ в ферромагнетиках от обращения волнового фронта в пьезоэлектриках [6], которое реализуется лишь при условии $\theta > \theta^{**}$ и $V > 2c_t$ (c_t — скорость сдвиговых волн).

Явление ОВФ, рассматриваемое здесь и в работе [6], можно классифицировать как специфическую релятивистскую разновидность известного явления обращения волнового фронта [12]. Но если в основу описанных в литературе процессов положены параметрические, прежде всего нелинейные, эффекты, здесь обращение волнового фронта обеспечивается линейными законами релятивистской кинематики Галилея.

Из рис. 6 видно, что при незначительном изменении „оптимальной“ частоты происходит уменьшение высоты пика $|R|$ в области скользящих углов падения. В данном случае при отстройке $\Delta\omega = -0.001\omega_{\text{opt}}$ возможно полное исчезновение пика усиления, которое происходит и при малой отстройке от „оптимального значения“ скорости: $\Delta V = -0.001V_{\text{opt}}$. Установлено также, что при больших отстройках от $\omega = \omega_{\text{opt}}$, $V = V_{\text{opt}}$ пики $|R|$ вследствие ОВФ полностью исчезают. Область оптимальных значений по h лежит значительно шире: увеличение только на порядок величины h приводит к исчезновению пиков модуля коэффициента отражения. Уменьшение же толщины зазора существенно не меняет зависимости $R(\theta)$. Это вполне объяснимо, так как при $h < 10^{-7} \text{ cm}$ значение безразмерного параметра kh становится много меньше единицы, и экспонентой, определяющей зависимость от толщины зазора, в числителе и знаменателе выражения для коэффициента отражения можно пренебречь.

5. Заключение

Рассмотрено туннелирование плоской монохроматической акустической волны через зазор двух ферромагнетиков в условиях их относительного продольного перемещения. Показано, что в зависимости от величины безразмерного параметра kh полное прохождение акустической волны во второй кристалл возможно либо на одной частоте, либо на двух резонансных частотах. Движение одного из кристаллов приводит к нарушению резонансных условий и вследствие этого к потере эффективности туннелирования волны в движущийся кристалл. Установлено, что при достаточно больших скоростях движения кристалла резонансный провал в ходе угловой зависимости коэффициента отражения полностью исчезает. Показано, что обращение волнового фронта, при котором происходит усиление отраженной магнитоупругой волны, реализуется при оптимальных параметрах $\omega = \omega_{\text{opt}}$, $h = h_{\text{opt}}$, $V = V_{\text{opt}}$ и небольших отстройках от ω_{opt} и V_{opt} .

Список литературы

- [1] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. Наука, М. (1989). 766 с.
- [2] М.К. Балакирев, И.А. Гишинский. Волны в пьезокристаллах. Наука, Новосибирск (1982). 240 с.
- [3] В.В. Филиппов. ЖТФ **55**, 975 (1985).
- [4] Ю.В. Гуляев, В.П. Плесский. ФГТ **20**, 133 (1978).
- [5] Ю.В. Гуляев, С.Н. Марышев, Н.С. Шевяхов. Письма в ЖТФ **32**, 20, 18 (2006).
- [6] Ю.В. Гуляев, С.Н. Марышев, Н.С. Шевяхов. Письма в ЖТФ **33**, 18, 85 (2007).
- [7] Е.А. Вилков, А.В. Моисеев, В.Г. Шавров. Письма в ЖТФ **35**, 18, 87 (2009).
- [8] В. Штраус. В кн.: Физическая акустика / Под ред. У. Мэзона. Т. IV. Применение физической акустики в квантовой физике и физике твердого тела. Мир, М. (1970). Ч. Б. С. 245.
- [9] И.В. Барабаншиков, Л.Н. Лямшев, Н.С. Шевяхов. В сб.: Докл. IX Всесоюз. акуст. конф. АКИН, М. (1977). Ч. В. С. 127.
- [10] Е.А. Вилков, А.В. Моисеев. ЖТФ **80**, 6, 138 (2010).
- [11] А.И. Ахизер, С.В. Барьяхтар, С.В. Пелетминский. Спиновые волны. Наука, М. (1967). 368 с.
- [12] R.A. Fisher. Optical phase conjugation. Academic Press, N. Y. (1983). P. 537.