

05;08

Туннелирование магнитоупругих волн через зазор ферромагнитных кристаллов с относительным продольным перемещением

© Е.А. Вилков, А.В. Моисеев, В.Г. Шавров

Ульяновский филиал Института радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН
Институт радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН, Москва
E-mail: e-vilkov@yandex.ru

Поступило в Редакцию 20 марта 2009 г.

Рассмотрено туннелирование плоской монохроматической акустической волны через зазор двух ферромагнетиков в условиях их относительного продольного перемещения. Показано, что при толщине зазора, сравнимого с длиной волны, возможно полное прохождение акустической волны на частоте Деймона—Эшбаха. При толщине зазора много 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.

PACS: 72.55+s, 73.50.Rb

В сфере высоких технологий (робототехника, механотроника) прогресс нередко связывается с использованием активных кристаллических материалов. Поэтому перемещение деталей конструкций делает актуальным рассмотрение динамических процессов, в частности распространения акустических волн, при относительном движении сред, наделенных соответствующего типа активностью — пьезоэффектом, магнито- или электрострикцией. Так, недавно в работах [1,2] изучались особенности распространения электрорезонансных щелевых волн и эффект туннелирования сдвиговых волн через щель пьезоэлектриков, испытывающих относительное продольное перемещение (ОПП).

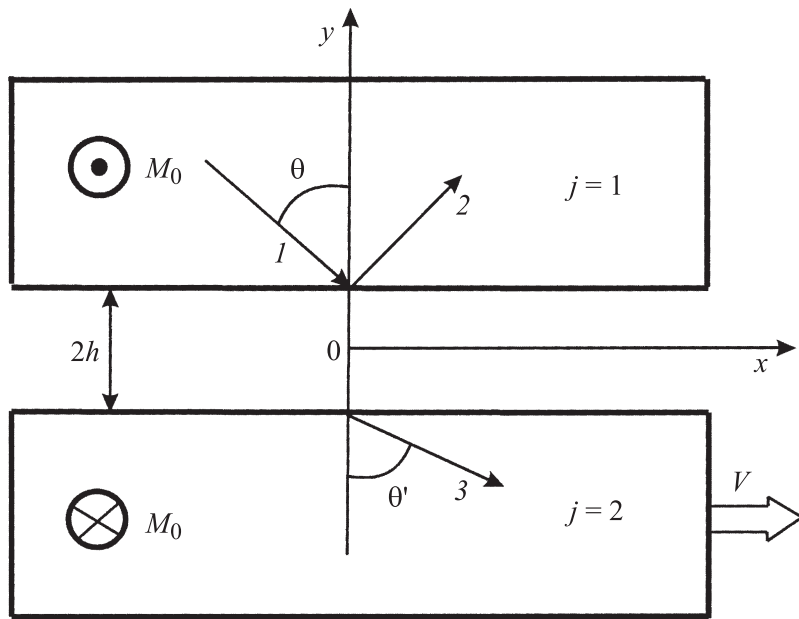


Рис. 1. Геометрия задачи. Наклонными стрелками показано направление падающей волны 1 и рефрагированных волн 2, 3.

Аналогичные [1,2] проявления ОПП кристаллов, разделенных щелью, но только в усложненном варианте из-за возможности резонансного отклика и частотной дисперсии волн, следует ожидать в отношении акустических эффектов для магнитоактивных сред. В настоящей работе впервые рассмотрено влияние ОПП ферромагнитных кристаллов на туннелирование магнитоупругих сдвиговых волн через щель, разделяющую кристаллы.

Схема задачи показана на рис. 1. Два полубесконечных одноосных ферромагнитных кристалла с противоположной намагниченностью M_0^j вдоль оси z ($M_0^{(1)} \uparrow \downarrow M_0^{(2)} \parallel [001]$, $j = 1, 2$, 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 $M_0^{(j)}$. Решение строим в лабораторной системе отсчета $x_0 y_0 z_0$, привязанной к неподвижному кристаллу ($y > h$), со стороны которого падает наклонно на зазор магнитоупругая волна с волновым вектором $k = k(k_x, k_{y1}, 0)$. Однако параметры волн, возникающих в движущемся кристалле ($y < -h$), условимся соотносить попутной системе отсчета $\tilde{x} \tilde{0} \tilde{y} \tilde{z}$, 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 тем, что волны в движущемся кристалле будут иметь частотный сдвиг $\Omega = \omega - k_x V$, где ω — частота волны в лабораторной системе отсчета.

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

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

где Φ_j — потенциал поля рассеяния магнитных полюсов [1]. В (2) также введены обозначения $\Omega_1 = \omega$ при $j = 1$, $\Omega_2 = \Omega = \omega - kV$ 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, β — коэффициент магнитоупругого взаимодействия, ρ — плотность. 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.

Решение уравнения (2) запишем для первого ($y > h$), второго кристаллов ($y < h$) и вакуумного зазора ($-h < y < h$) соответственно в виде

$$\begin{aligned} u_1 &= U [\exp(-ik_{y1}y) + R \exp(ik_{y1}y)] \exp[i(k_x x - \omega t)], \\ \Phi_1 &= F_1 \exp(-k_x y) \exp[i(k_x x - \omega t)], \\ u_2 &= WU \exp(-ik_{y2}y) \exp[i(k_x \tilde{x} - \Omega t)], \\ \Phi_2 &= F_2 \exp(k_x y) \exp[i(k_x \tilde{x} - \Omega t)], \\ \Phi_0 &= [C \exp(-k_x y) + D \exp(k_x y)] \exp(k_x x - \omega t), \end{aligned} \quad (3)$$

где U — амплитуда падающей волны, R , T — коэффициенты отражения и прохождения магнитоупругой волны, F_1 , F_2 , C , D — амплитуды приграничных магнитостатических колебаний, где $k_{y1} = (k^2 - k_x^2)^{1/2}$, $k_{y2} = ((k_x b - \omega/c_t^*)^2 - k_x^2)^{1/2}$, 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 непрерывностью магнитного потенциала, нормальной компоненты магнитной индукции и равенством нулю нормальной компоненты тензора упругих напряжений. Подставляя в граничные условия решения (3), с учетом (2) получим систему из шести алгебраических уравнений относительно шести неизвестных U , R , W , F_1 , F_2 , C , D .

Разрешая эту систему относительно R , получим выражение для коэффициента отражения в виде

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

где

$$\begin{aligned} a_j &= k_{yj} M_0 \lambda_{\Omega_j}^* (\Omega_j^2 - \omega_k^2) \omega_m, \\ b_j &= k_x \beta^2 \gamma \omega_0 \omega_m, \\ c_j &= k_{yj} M_0 \lambda_{\Omega_j}^* (\Omega_j^2 - \omega_k^2) (2\Omega_j - \omega_m - 2\omega_0), \\ d_j &= k_x \beta^2 \gamma (2\Omega_j^2 - 2\omega_0 \Omega_j - \omega_m \omega_0), \\ \lambda_{\Omega_j}^* &= \lambda + \gamma \beta^2 \omega_0 / [M_0 (\Omega_j^2 - \omega_k^2)], \end{aligned} \quad (5)$$

$\lambda = \lambda_{44}$ — модуль сдвига. Анализ выражения показывает, что при предельном переходе $h \rightarrow \infty$ мы получим выражение для коэффициента отражения магнитоупругой волны от границы ферромагнетик–вакуум [3]. Для окрестности частоты $\omega = \omega_k$, когда групповая скорость мала, следовало бы ожидать обращения волнового фронта [2] магнитоупругой волны движением кристалла при скоростях кристалла значительно меньше скорости поперечного звука. Однако при использованных значениях расчетных параметров для ферромагнетика типа железиттриевого граната усиление отраженной волны вследствие обращения волнового фронта, аналогичное установленному для пьезоэлектриков [2], не проявлялось. Кроме того, необходимо также отметить, что во всем диапазоне частот, за исключением ниже рассмотренных случаев, зазор между двумя ферромагнетиками непрозрачен для акустических волн.

На рис. 2, 3 изображены зависимости модуля коэффициента отражения $|R|$ от угла падения Θ , рассчитанные по формуле (4) для различных частот и значений зазора. Из рис. 2 видно, что при толщине зазора, сравнимого с длиной волны ($kh > 1$), и в случае неподвижного кристалла при определенном угле падения возможно осуществить резонансное прохождение акустической волны во второй кристалл на частоте Деймона–Эшбаха ($\omega = \omega_0 + \omega_m/2$). Причем при незначительном изменении значения h резонансное прохождение волны реализуется либо в области нормальных, либо в области скользящих углов падения магнитоупругой волны. Движение одного из кристаллов, как видно из рис. 2, 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 зависимости коэффициента отражения полностью исчезает.

При длине волны много меньше толщины зазора $kh \ll 1$ резонансное туннелирование акустической волны возможно уже на двух частотах ($\omega = \omega_0$, $\omega = \omega_0 + \omega_m$), однако лишь в области скользящих углов падения (рис. 3). Из-за аналогичности вида зависимости $R(\Theta)$ для этих частот приведен один рисунок, соответствующий частоте $\omega = \omega_0$. Фактически при $kh \ll 1$ щелевая структура ферромагнетиков с противоположной намагниченностью является моделью одиночной доменной границы (ДГ) в магнитостатическом приближении. Поэтому легко понять, почему резонансное прохождение магнитоупругой волны

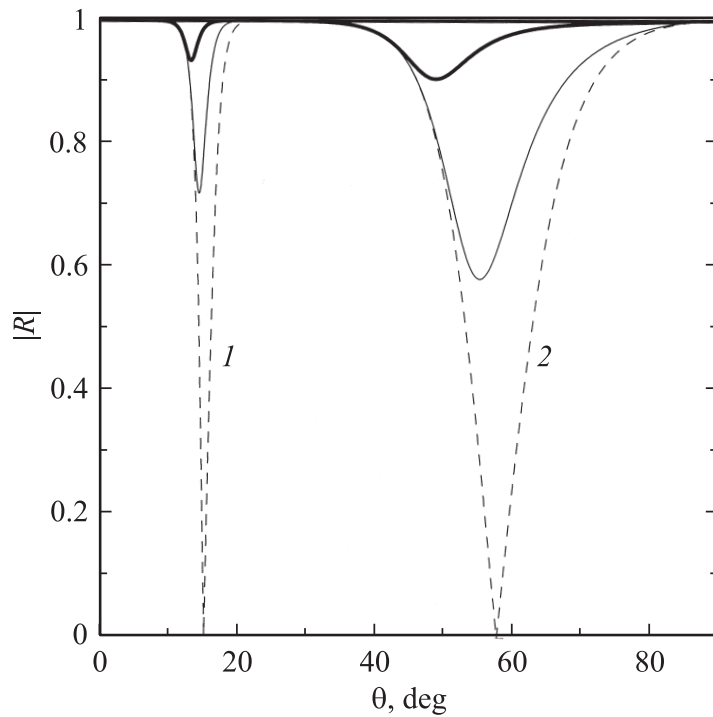


Рис. 2. Зависимость $R(\theta)$ для частоты $\omega = \omega_0 + \omega_m/2$. 1 — $kh \approx 16$, 2 — $kh \approx 4$. Штриховые кривые — $V = 0$, тонкие кривые — $V = 3.5$ м/с, утолщенные кривые — $V = 17.5$ м/с.

происходит именно на частотах поверхностной магнитостатической волны на одиночной ДГ. Падая при скользящем угле падения на границу ферромагнетика либо на частоте $\omega = \omega_0 + \omega_m$, либо на частоте $\omega = \omega_0$, акустическая волна возбуждает резонансным образом приграничные магнитостатические колебания и в первом, и во втором кристалле, так что акустическая волна проходит во второй кристалл с коэффициентом прохождения, стремящимся к единице при углах, близких к 90° . Причем, как установлено, чем точнее выполняется условие $kh \ll 1$, тем глубже и острее резонансный пик. Учет движения второго кристалла,

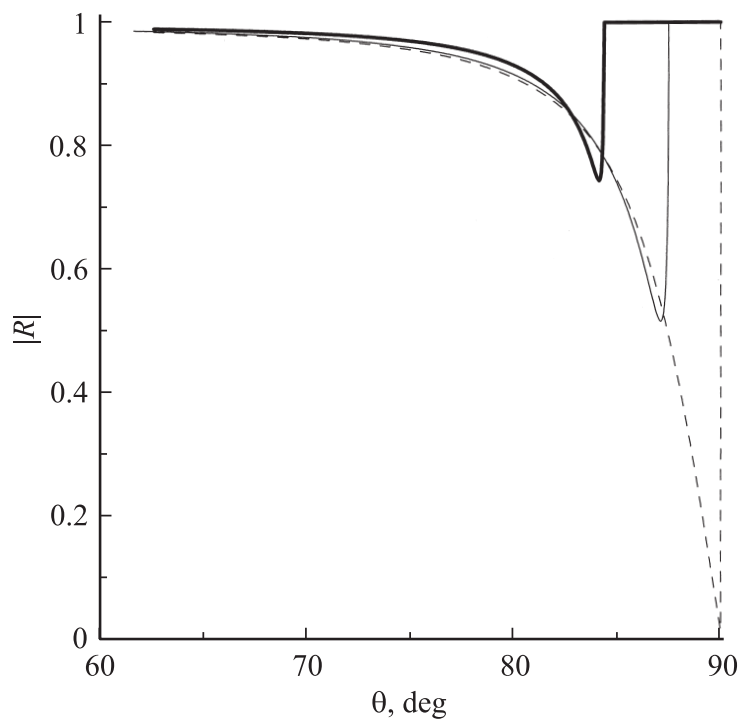


Рис. 3. Зависимость $R(\theta)$ для частоты $\omega = \omega_0$ ($kh \approx 0.004$). Штриховые кривые — $V = 0$, тонкие кривые — $V = 3.5$ m/s, утолщенные кривые — $V = 17.5$ m/s.

как и в случае широкого 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. Исходя из вышесказанного, можно заключить, что даже при незначительных скоростях перемещения одного из кристаллов можно говорить о заметном проявлении ОПП в эффектах туннелирования, доступном экспериментальному обнаружению.

Список литературы

- [1] *Гуляев Ю.В., Марышев С.Н., Шевяхов Н.С.* // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. В. 20. С. 18–26.
- [2] *Гуляев Ю.В., Марышев С.Н., Шевяхов Н.С.* // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. В. 18. С. 85–94.
- [3] *Барабаничиков И.В., Лямшев Л.Н., Шевяхов Н.С.* // Докл. IX Всесоюзной акустической конференции. М.: АКИН, 1977. Ч. В. С. 127–130.