

УДК 534.2 : 538.245 : 538.653.1

К. В. Гончаров
Т. А. Маматова
Л. А. Иванец

ПСЕВДОПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ В МАГНИТОДИЭЛЕКТРИКАХ

Проведено экспериментальное исследование затухания магнитоупругих волн релеевского типа в кристаллах феррита-гранита иттрия в зависимости от величины и направления подмагничивающего поля. Использование метода «мостика» позволило провести импульсные измерения с различными срезами кристаллов на частотах 22, 30 и 60 МГц. Исходя из макроскопической теории магнитоупругих волн в приближении упругой изотропии найдены границы спектров магнитоэластического излучения волн релеевского типа в зависимости от ориентации подмагничивающего поля.

1. В упругоанизотропных средах задача о распространении поверхностных волн может иметь решения, включающие объемную волну вынужденного излучения, когда фазовая скорость поверхностной волны v превышает фазовую скорость наиболее медленной объемной волны v_t [1]. Такие псевдоповерхностные волны, наблюдаемые в кристаллах в определенных диапазонах углов распространения [1], иначе называются волнами «утечки» и имеют дополнительное, связанное с излучением объемной волны затухание. В упругоизотропных средах для волн Релея $v_R < v_t$ при любых значениях коэффициента Пуассона ν . Однако два других корня кубического уравнения для (v^2) отвечают вышеупомянутой ситуации, когда $v_t > \text{Re } v_{2,3} > v_t$ [2] для значений $\nu > \nu_0$, где $\nu_0 = 0,31$ соответствует условию $\text{Re } v_{2,3} = v_t$. Угол излучения объемной волны ψ определится равенством $\cos \psi = v_t/v$. Псевдоповерхностные волны, очевидно, имеют затухание, вызванное излучением объемной волны.

Обусловленное «утечкой» затухание может возникнуть в релеевской волне и в упругоизотропной магнитоэлектрической среде, если «утечка» связана с излучением магнитоэластической волны. Соответствующие решения были найдены исходя из макроскопической теории магнитоупругих волн для некоторых определенных ориентаций намагничивающего поля [3]. Результаты расчетов [3], в общих чертах подтвержденные данными экспериментов [4—6], указывают на нерезонансный характер затухания релеевской магнитоупругой волны в отличие от поглощения магнитоупругих волн объемного типа.

Упругие волны в магнитоэлектриках имеют сильно выраженный нелинейный характер и могут использоваться для функциональной обработки радиосигналов в устройствах типа акустической свертки [5]. В этом отношении магнитоупругие поверхностные волны релеевского типа [3—6] и сдвигового, а также волны на границе двух сред различного типа представляют особый интерес, так как обладают всеми преимуществами поверхностных волн. В то же время возникает возможность магнитного управления и оптимизации устройств путем подбора параметров слоистых структур.

Свойства магнитоупругих поверхностных волн, и в частности волн релеевского типа, в настоящее время изучены недостаточно полно; ча-

стотные зависимости поглощения и фазовые скорости распространения найдены лишь для некоторых ориентаций подмагничивающего поля [3] и вычисляются численным итерационным методом. Влияние магнитоупругой анизотропии и ориентации магнитного поля не установлено в явном виде. Обычно решают задачу в приближении упругой изотропии в связи со слабой анизотропией наиболее распространенного кубического кристалла феррита-граната иттрия (употребляемого также с различными добавками). Роль магнитоупругой анизотропии, однако, может оказаться существенной, например, в объяснении аномально-большого поглощения релеевских волн в некоторых срезах кристалла [6].

Возникает необходимость более полного исследования свойств релеевских магнитоупругих волн и применения такой экспериментальной методики, когда измерения могут проводиться на различных образцах и срезах кристаллов, различных частотах и ориентациях магнитного поля — в условиях сменяемости образцов и преобразователей и с достаточно малой погрешностью измерений. Метод «мостика», описанный ранее [7], удовлетворяет поставленным требованиям. Применение этого метода позволило провести импульсные измерения затухания релеевских волн в феррите-гранате иттрия на двух срезах и трех частотах при различных ориентациях магнитного поля. Ниже приведено описание этих экспериментов.

Данные проведенных экспериментов подтверждают макроскопическую теорию магнитоупругих волн, в частности для оценок использованы найденные из теории выражения для границ спектров затухания релеевских магнитоупругих волн, обусловленного излучением плоской магнитоэластической волны. Вид спектров качественно согласуется с теоретическими кривыми [3]. Границы спектров выражены через эффективное магнитное поле $H_{эф}$, определяемое с учетом факторов размагничивания и магнитной анизотропии $H_{эф} = H_0 - H_{РН} - H_{АН}$, что дает возможность из данных экспериментов для затухания релеевских волн определить зависимость $H_{эф}$ от приложенного внешнего магнитного поля H_0 .

2. Границы спектров магнитоэластического излучения релеевских волн в ферродиеlectricах определяются из следующих соображений.

Решение для упругих u_x, u_y, u_z и магнитных компонентов m_x, m_y релеевской волны имеет общий вид

$$u_x, u_y, u_z, m_x, m_y \sim \exp [ik(ny + z \cos \Theta) + x \sin \Theta - v_R t], \quad (1)$$

где v_R — скорость распространения релеевской волны под углом Θ к оси Z в плоскости XZ , являющейся границей раздела ($y=0$). Мнимая составляющая n характеризует затухание по глубине. Для псевдоповерхностной волны величина n комплексная, и в этом случае общее решение включает вынужденное излучение плоской объемной волны под углом Ψ к границе раздела, который определяется соотношением

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{\operatorname{Re}(nk)}{\operatorname{Re} k} = \operatorname{Re} n - \frac{\operatorname{Im} n \operatorname{Im} k}{\operatorname{Re} k}.$$

Условие $\Psi=0$ ($\operatorname{Re} n=0, \operatorname{Im} k=0$) приближенно определяет границу спектра вынужденного излучения, а одновременно при $n=0$ решение вида (1) включает вынужденную плоскую однородную волну, скользящую вдоль границы раздела (y свободной объемной волны была бы другая скорость $v \neq v_R$). Но по своему виду при $n=0$ решение (1) совпадает с решением для свободной объемной волны. Так как уравнения движения для вынужденной волны те же, что и для свободной, то мож-

но воспользоваться условием совместности для свободной волны, добавив при $n=0$ дополнительное граничное условие $v=v_R$. В случае чисто упругой изотропной среды (без магнитоупругой связи) мы получили бы уравнения вида

$$(\alpha^2 + n^2 - \xi_R^2) u_{t1} + n(\alpha^2 - 1) u_t = 0, \quad (2)$$

$$(n^2 + 1 - \xi_R^2) u_{t2} = 0,$$

$$(1 + n^2 \alpha^2 - \xi_R^2) u_t + n(\alpha^2 - 1) u_{t1} = 0.$$

Здесь $u_t = u_x \sin \Theta + u_z \cos \Theta$, $u_{t1} = u_x \cos \Theta - u_z \sin \Theta$, $u_{t2} = u_y$ — компоненты смещения для трех акустических мод со скоростями распространения $v_t, v_{t1} = v_{t2} = v_t$, $\alpha = v_e/v_t$, $\xi_R = \frac{v_R}{v_t}$. Уравнения (2) при $\xi = \xi_R$, $\dot{n} = 0$ несовместимы, что подтверждает невозможность утечки релеевской волны в изотропной среде. С учетом магнитоупругой связи совместная система уравнений движения упругости и уравнений движения намагниченности при $n=0$ для волн, распространяющихся в плоскости (101) под углом Θ к оси $Z \parallel \mathbf{H}_0$, принимает вид

$$(1 - \xi_R^2) u_{t1} + i \frac{b}{k\rho v_t^2 \mu_0} \cos 2\Theta m_x = 0,$$

$$(1 - \xi_R^2) u_{t2} + i \frac{b}{k\rho v_t^2 \mu_0} \cos \Theta m_y = 0,$$

$$(1 - \alpha^{-2} \xi_R^2) u_t + i \frac{b}{k\rho v_t^2 \mu_0 \alpha^2} \sin 2\Theta m_x = 0,$$

$$i\omega m_x + \omega_0 m_y - ik\gamma b \cos \Theta u_{t2} = 0,$$

$$(\omega_0 + \omega_m \sin^2 \Theta) m_x - i\omega m_y - ik\gamma b (\cos 2\Theta u_{t1} + \sin 2\Theta u_t) = 0,$$

где b — магнитоупругая постоянная, ρ — плотность среды, μ_0 — намагниченность насыщения, $\omega_0 = \gamma H_{эф}$, $\omega_m = \gamma 4\pi\mu_0$. Подобно тому как это сделано для свободной магнитоупругой волны [8], приведенная выше система уравнений преобразуется к более простому виду, если перейти к комплексным амплитудам u и m и пренебречь магнитоупругой связью с продольной акустической модой

$$(1 - \xi_R^2) u + i \frac{b}{k\rho v_t^2 \mu_0} m = 0,$$

$$i(\omega - \omega_1) m + \frac{1}{2} \gamma b k [\mu^{-2} \cos^2 2\Theta + \mu^2 \cos^2 \Theta] u = 0.$$

Здесь

$$\omega_1 = [\omega_0 (\omega_0 + \omega_m \sin^2 \Theta)]^{1/2}; \quad u = \mu (\cos 2\Theta)^{-1} u_{t1} + i (\mu \cos \Theta)^{-1} u_{t2};$$

$$\mu^2 = [(\omega_0 + \omega_m \sin^2 \Theta) / \omega_0]^{1/2}; \quad m = \mu m_x + i\mu^{-1} m_y.$$

Полученная система уравнений характеризует вынужденную эллиптически-поляризованную волну, распространяющуюся вдоль границы раздела под углом Θ к направлению намагниченности. Условие совместности этой системы определяет нижнюю границу спектра вынужденного излучения релеевской волны в ферродиелектрике:

$$\omega = \omega_p [\omega_0 (\omega_0 + \omega_m \sin^2 \Theta)]^{1/2} - \frac{\sigma}{2(1 - \xi_R^2)} [\mu^{-2} \cos^2 2\Theta + \mu^2 \cos^2 \Theta],$$

где $\sigma = \gamma b / \rho v_t^2 \mu_0$.

Верхняя граница спектра по данным работы [3] не зависит от направления распространения и определяется условием излучения квазистатической моды в направлении нормали к границе раздела, т. е. условием $\Psi = 90^\circ$, $n \rightarrow \infty$ и выражается как

$$\omega_b = [\omega_0 (\omega_0 + \omega_m - \sigma)]^{1/2}.$$

На рис. 1 нижняя граница магнитоэлектростатического излучения ω_H показана графически в зависимости от θ для феррита-граната иттрия, легированного Ga ($4\pi\mu_0 = 300$ Гс, $\sigma/2\pi = 1,3$ МГц) при намагниченности

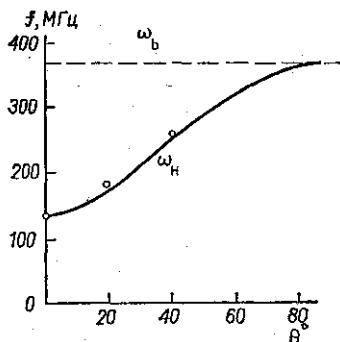


Рис. 1.

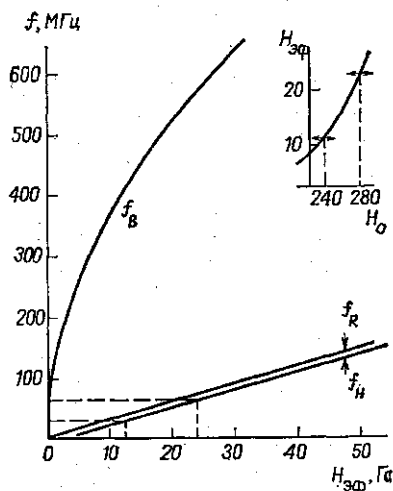


Рис. 2

образца соответствующей $H_{эф} = 50$ Э. Здесь же точками для сравнения показаны граничные частоты, вычисленные в работе [3] итерационным методом из полной системы уравнений движения совместно с граничными условиями.

Зависимость границ спектра излучения ω_b и ω_H от величины эффективного магнитного поля $H_{эф}$ для чистого феррита-граната иттрия ($\rho = 5,2$ г/см³, $\gamma = 1,76 \cdot 10^7$ Э⁻¹ с⁻¹, $v_t = 3,84 \cdot 10^5$ см/с, $4\pi\mu_0 = 1750$ Гс) представлена на рис. 2. На этом же графике показано смещение резонансной частоты магнитоэлектростатических волн $f_{рез}$ относительно нижней границы спектра, при этом $f_{рез} = \sqrt{f_0 (f_0 + f_m)}$.

3. Поглощение магнитоупругих поверхностных волн экспериментально исследовалось на кристаллах феррита-граната иттрия. Образцы имели форму неправильных эллипсоидов с размерами по большой оси $\sim 0,5$ см. Исследуемые кристаллы были вырезаны таким образом, что нормаль к плоской поверхности распространения волны совпадала с [100] или [110] кристаллографическими осями кристалла. Экспериментальные результаты получены для двух ориентаций магнитного поля, когда поле направлено параллельно направлению распространения $H_0 \parallel k$ и перпендикулярно направлению распространения $H_0 \perp k$ и нормально к поверхности. При $H_0 \perp k$ и тангенциальном к поверхности направлении поля наблюдается очень слабое поглощение поверхностной

волны, размытое для больших значений поля H_0 . По данным работы [3] релеевская волна для такой ориентации поля H_0 не имеет магнитоупругой связи.

Применяемая для возбуждения поверхностной волны мостиковая схема составлялась из двух пьезоэлектрических кристаллов LiNbO_3 с нанесенными фотолитографически встречно-штыревыми преобразова-

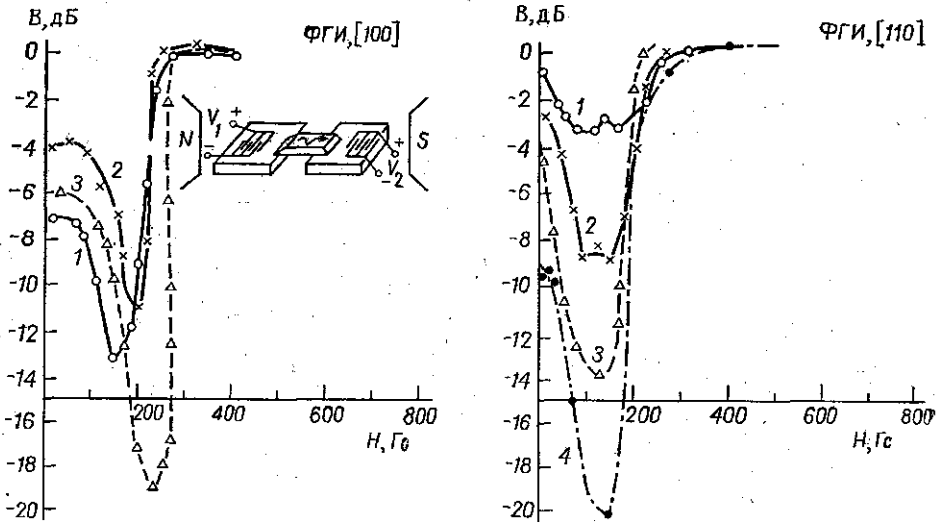


Рис. 3

телями. В качестве переходного акустического слоя между исследуемыми образцами и ниобатом лития использовалось силиконовое масло. Моды, возникающие в слое, осуществляют передачу энергии упругой волны, причем коэффициент передачи зависит, как показано в работе [7], от толщины и длины акустического слоя и соотношения скоростей поверхностных волн в LiNbO_3 и образцах. Полные потери в системе «мостика» составляли 35, 40, 45-й и 50 дБ на частотах 22, 30 и 60 МГц соответственно. Однако в условиях относительных измерений эти потери не вносили дополнительной погрешности в результаты экспериментов. Отсчет величины затухания в образцах производился от уровня насыщения намагниченности в достаточно больших магнитных полях с устранением доменной структуры и магнитостатического излучения. Преобразователи на 30 и 60 МГц помещались на одном кристалле LiNbO_3 сразу, что позволило провести измерения на разных частотах, не изменяя остальных условий эксперимента. Измерения на частоте 22 МГц проводились на другом мостике.

Собранная мостиковая схема (рис. 3) помещалась между полюсами электромагнита так, чтобы образец находился в области однородного внешнего магнитного поля. Точность измерений магнитного поля составляла ± 10 Гс.

Результаты экспериментальных измерений относительной амплитуды сигнала магнитоупругой поверхностной волны от величины и направления магнитного поля для трех различных частот и кристаллов двух ориентаций представлены на рис. 3—5. Результаты для затухания поверхностной волны на частоте 83 МГц, показанные для сравнения на рис. 3, 4, взяты из работы [6], где подобные исследования проведены

для [110]-среза кристалла феррита—граната иттрия по несколько другой методике. Из рис. 3—4 видна сильная частотная зависимость поглощения релеевских волн, как и в случае поглощения объемных волн.

Рассмотрим подробнее результаты экспериментов, полученные для [100]-среза феррита-граната иттрия и при $H_0 \parallel k$, показанные на рис. 3. Здесь можно проследить смещение резонанса и нижней границы спектра поглощения в сторону больших значений полей с повышением частоты. Это смещение подтверждает теоретический расчет границ спектра, по-

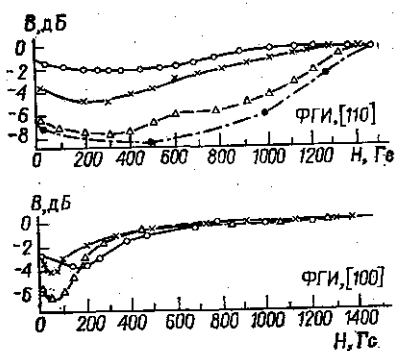


Рис. 4

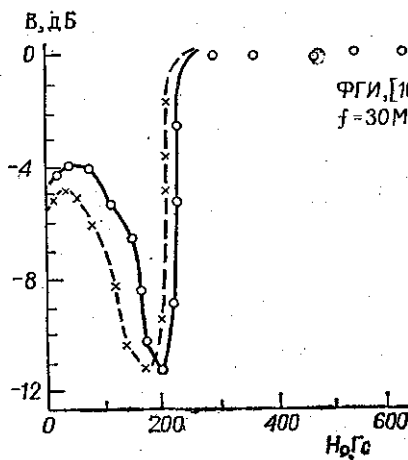


Рис. 5

казанный на рис. 2. Наблюдается смещение верхней границы спектра H_B на величину $\Delta H_0 \sim 20$ Э при возрастании частоты от 30 до 60 МГц, что совпадает с $H_{эф}$ для соответствующих частот на графике рис. 2. (Как видно, нижняя граница по частотам ω_H соответствует верхней по магнитному полю H_B .)

Используя экспериментальные значения полей H_0 на границах спектра, можно построить график зависимости внутреннего магнитного поля $H_{эф} = H_0 - H_{рм} - H_{ан}$ от внешнего поля H_0 (рис. 2) и попытаться оценить величину фактора анизотропии и размагничивающего поля $H_{рм} + H_{ан}$ образца. Однако погрешность в определении этих факторов порядка 10 Гс, что обнаруживается из смещения кривых поглощения при изменении направления поля. Типичное смещение кривой поглощения в зависимости от прямого и обратного направления магнитного поля, наблюдаемое на всех частотах и для обеих ориентаций кристаллов, показано на рис. 5. Такой характер поглощения можно объяснить наличием магнитной доменной структуры в образцах, так как на частотах, используемых в эксперименте, по крайней мере начало спектра поглощения лежит в области полей, далекой от насыщения.

4. С использованием метода «мостика» измерены зависимости затухания β магнитоупругих волн релеевского типа от величины магнитного поля H_0 в кристаллах феррита—граната иттрия для двух срезов кристалла [100] и [110], двух ориентаций магнитного поля $H_0 \parallel k$ и $H_0 \perp k$ и трех частот 22, 30 и 60 МГц. Вид наблюдаемых спектров поглощения для среза [100] кристалла ФГИ в случае $H_0 \parallel k$ качественно согласуется с соответствующей теоретической кривой для $\beta(\omega)$, если принять во внимание зависимость эффективного поля $H_{эф}(H_0)$ с учетом

факторов размагничивания и анизотропии, а также вычисленное положение нижней границы частотного спектра поглощения ω_H в зависимости от соответствующей верхней границы в магнитных полях H_B . В частности, максимум загухания $\beta(H)$ расположен вблизи границы H_B в согласии с предположениями теории. Данные экспериментов подтверждают характер «утечки» волн релеевского типа в магнитоэлектриках, обусловленный вынужденным магнитостатическим излучением.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фернелл Дж. В кн.: «Физическая акустика», под ред. Мэзона У. и Терстона Р., т. 6. М., 1973, с. 139—201.
2. Викторов И. А. «Акустический журнал», 1976, 22.
3. Parekh J. P., Bertoni H. L. «Appl. Phys. Lett.», 1972, 20, 362; Parekh J. P. «J. Appl. Phys.», 1976, 47, 2228—2229.
4. Daniel M. R. «J. Appl. Phys.», 1973, 44, 1404—1405.
5. Lundstrom M. S., Robbins W. P. «Ultrasonic Symp. Proc., JEEE Cat.», 1974, 74СНО (896-1), 348—351.
6. Parekh J. P., Shen S., Thomas G. «Ultrasonic Symp. Proc., JEEE Cat.», 1975, 75СНО (994-4), 201—204.
7. Гончаров К. В., Крышнева Г. В., Маматова Т. А., Сулейманов С. Х. «Акустический журнал», 1975, 21, 527.
8. Schloman E. «J. App. Phys.», 1960, 31, 1647—1656.

Поступила в редакцию
14.1 1977 г.
Кафедра акустики