

ОСОБЕННОСТИ ЗАТУХАНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ ЖИГ

А. Ф. Кабыченков, Г. Д. Мансфельд, В. Н. Нагирняк, А. А. Рубцов

Приводятся результаты исследования распространения акустических волн (АВ) в поликристаллическом железо-иттриевом гранате (ЖИГ). Измерены частотные зависимости магнитных потерь АВ. Получено удовлетворительное согласие с рассчитанными в работе значениями. Оказалось, что немагнитные потери имеют рэлеевский характер. Анализ показывает, что основной вклад в немагнитные потери вносит пористость материала, а не рассеяние на кристаллитах.

Поликристаллические ферриты — это сложные конгломераты мелких зерен неправильной формы с произвольной относительной ориентацией кристаллографических осей. Акустические волны в такой среде последовательно проходят через участки с разными скоростями, зависящими от ориентации кристалликов, испытывают частичное отражение и трансформацию поляризации на границах зерен, что, как и связь с магнитной подсистемой, приводит к значительному рассеянию энергии и дисперсии акустических волн. Поэтому, в частности, поликристаллические магнитные материалы для практики считались малоперспективными по крайней мере для акустоэлектроники СВЧ. Наблюдение в последнее время в таких материалах эффекта свертки, долговременной памяти и параметрического усиления [1, 2] и появление магнитных керамик с относительно небольшими потерями [3] ставят вопрос о необходимости детального изучения распространения акустических волн в поликристаллических ферритах с целью выяснения возможности повышения рабочих частот предполагаемых устройств.

1. М е т о д и к а э к с п е р и м е н т а

В работе исследовались образцы поликристаллической керамики алюмозамещенного железо-иттриевого граната с размерами зерен (кристаллитов) 3—5 мкм. Образцы были вырезаны в виде параллелепипедов с размерами 0.30×0.34×0.92 см. Торцовые площадки образцов оптически полировались по 14 классу и были параллельны с точностью до 8". Плотность $Y_3Fe_{5-x}Al_xO_{12}$ составляла $\rho \approx 5.65$ г/см³. Согласно нашим измерениям, намагниченность насыщения $4\pi M_0$ для $Y_3Fe_{5-x}Al_xO_{12}$ составляла 500 Гс.

Для исследования процессов распространения акустических волн в поликристаллах использовалась известная эхо-методика. Путем сравнения амплитуд эхо-импульсов оценивалось затухание АВ в феррите.

Поликристаллический образец помещался в зазор между губками электромагнита. Постоянное магнитное поле изменялось от 0 до 4 кЭ. В установке была предусмотрена фиксация образца так, что направление распространения звуковой волны могло быть как параллельным, так и перпендикулярным силовым линиям магнитного поля. Ультразвуковые съемные волны возбуждались при помощи стандартных пьезопреобразо-

вателей на основе LiNbO_3 , которые приклеивались соломом к одному из полированных торцов образца.

Общим для всех ферритов является возможность отделения немагнитных потерь с помощью внешнего постоянного магнитного поля. При приближении намагниченности к насыщению взаимодействие магнитной подсистемы с АВ ослабевает — поглощение АВ резко падает [4]. Если при достаточно сильных полях его считать отсутствующим вообще, то измерение относительных изменений эхо-импульсов под воздействием магнитного поля позволяет отделить и измерить магнитную составляющую поглощения. Результаты таких измерений и их обсуждение представлены ниже.

2. Акустические потери магнитной природы

Эксперимент. На рис. 1 показаны зависимости затухания продольных акустических волн в одном из образцов в зависимости от внешнего магнитного поля для разных значений частоты АВ. Видно, что в об-

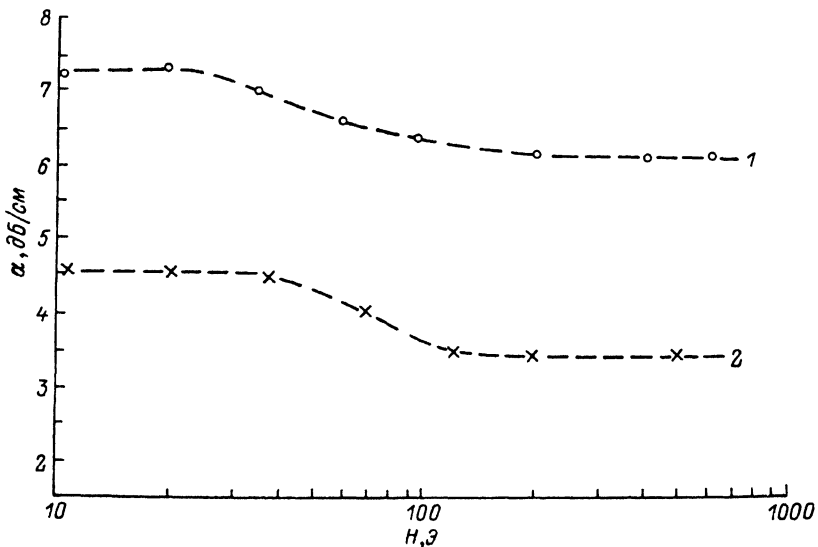


Рис. 1. Зависимость полного затухания продольных АВ от магнитного поля в поликристаллическом ЖИГ. $f=69$ (1) и 44 МГц (2).

ласти малых полей затухание АВ максимально. Оно объясняется потерями немагнитной природы и магнитным затуханием. По мере роста магнитного поля затухание начинает уменьшаться. Отметим, что поле, при котором α достигает минимума и далее не зависит от B , совпадает с полями насыщения для данного материала. Затухание АВ при больших магнитных полях определяется рассеянием АВ на кристаллитах материала и решеточным поглощением.

На рис. 2 представлены зависимости затухания поперечных (сдвиговых) АВ в ЖИГ в зависимости от внешнего магнитного поля при различной его ориентации по отношению к направлению распространения АВ. Видно, что когда $B \parallel k$ (рис. 2, а), зависимость не является монотонной (амплитуда эхо-импульсов с ростом B последовательно возрастает или убывает), что связано с вращением плоскости поляризации поперечных волн в магнитном поле, параллельном направлению их распространения [4]. При $B \perp k$ вращения плоскости поляризации не происходит и зависимость $\alpha(B)$ имеет тот же характер, что и для продольных АВ (рис. 2, б).

Магнитное затухание в поликристаллическом ЖИГ можно определить, если от полного затухания АВ (при $B=0$) отнять немагнитные потери (при $B \geq B_{нас}$).

На рис. 3 представлены экспериментальные значения частотных зависимостей магнитного затухания продольных (1) и поперечных (2) АВ.

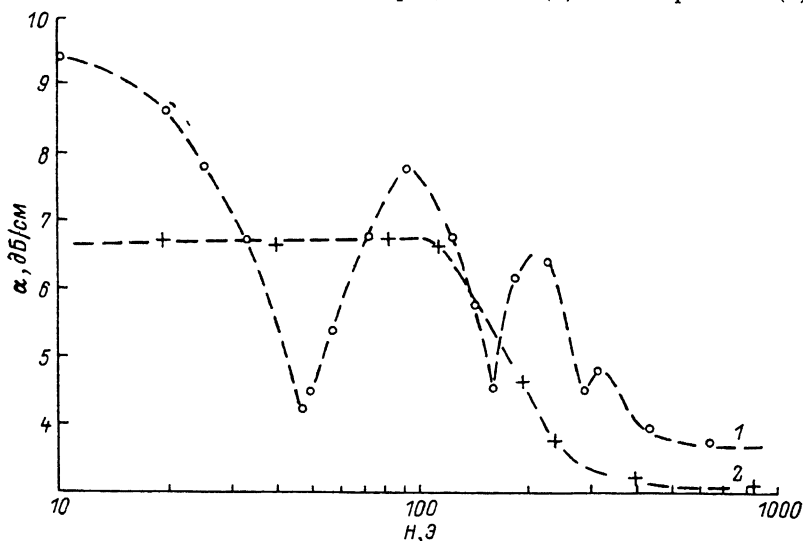


Рис. 2. Зависимость полного затухания поперечных АВ в случае $H \parallel k$ (1) и $H \perp k$ (2). $f=44$ МГц.

Видно, что магнитная составляющая коэффициента поглощения в исследованном частотном диапазоне существенно возрастает по мере увеличения частоты.

Расчет характеристик распространения АВ. Для установления связи между магнитными свойствами материала и величиной затухания нами был выполнен расчет коэффициента магнитного поглощения в керамике магнитоэлектрика. Расчет магнитоупругого затухания проводился на основе континуальной модели. Использовались усредненные по координате величины намагниченности M , поля H и деформации

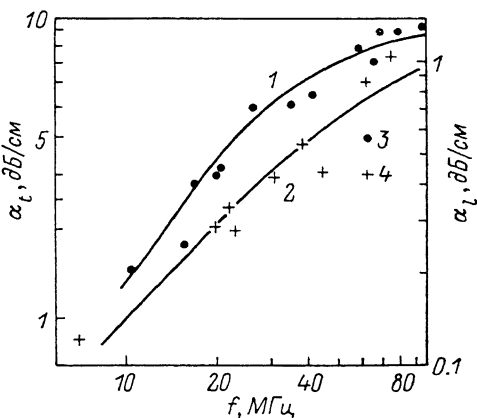


Рис. 3. Зависимость магнитного затухания продольных (1, 3) и поперечных (2, 4) АВ от частоты. Точки — эксперимент.

цией u_{ik} с масштабом усреднения λ , удовлетворяющим условию $\bar{a} \ll \lambda \ll \Lambda$, где \bar{a} — средний размер кристаллитов, Λ — длина упругой волны. Распространение АВ описывается системой связанных уравнений упругости и колебаний намагниченности

$$\rho \ddot{u} = \frac{\partial}{\partial x_k} \frac{\partial W}{\partial (\partial u / \partial x)_k},$$

$$\dot{M} = g[MH] - \tau_2^{-1} \dot{H} - \tau_1^{-1} [n[n\dot{H}]], \quad (1)$$

где u — вектор упругого смещения, g — гиромангнитное отношение, τ_1 и τ_2 — характерные времена релаксации, $n = M/|M|$ — единичный век-

тор в направлении \mathbf{M} . Для изотропной среды с упругими и магнитными свойствами среды и без учета неоднородного обмена плотность энергии записывается в виде

$$W = \frac{1}{2} a M^2 - \mathbf{M}\mathbf{H} + b_{11}(u_{xx}M_x^2 + u_{yy}M_y^2 + u_{zz}M_z^2) + 2b_{12}[u_{xx}(M_y^2 + M_z^2) + u_{yy}M_z^2] + (b_{11} - b_{12})(u_{xy}M_xM_y + u_{xz}M_xM_z + u_{yz}M_yM_z) + \frac{1}{2}c_{11}(u_{xx}^2 + u_{yy}^2 + u_{zz}^2) + \frac{1}{2}c_{12}[(u_{xx} + u_{yy})u_{zz} + (u_{xx} + u_{zz})u_{yy}] + \frac{1}{4}(c_{11} - c_{12})(u_{xy}^2 + u_{xz}^2 + u_{yz}^2), \quad (2)$$

где $a^{-1} = \chi$ — восприимчивость; b_{ij} и c_{ij} — магнитоупругие и упругие постоянные; u_{ij} — деформации; $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_d$ — внутреннее магнитное поле, \mathbf{H}_0 — внешнее магнитное поле; \mathbf{H}_d — поле размагничивания, удовлетворяющее уравнениям магнитостатики; $\text{rot } \mathbf{H}_d = 0$; $\text{div } \mathbf{H}_d = -4\pi \text{div } \mathbf{M}$.

Эффективное поле \mathbf{H} определяется из соотношения

$$\tilde{\mathbf{H}} = -\partial W / \partial \mathbf{M}. \quad (3)$$

Используя (1)–(3) и уравнения магнитостатики, можно получить в линейном приближении по отклонениям \mathbf{M} и \mathbf{u} от равновесных значений выражения для постоянной распространения k' и декремента затухания k'' . В случае продольной АВ, распространяющейся в направлении \mathbf{M} , имеем

$$k'_i = \frac{\omega}{\sqrt{2}v_i} \left\{ \frac{\alpha_1\gamma_1 + \Omega_2^2}{\gamma_1^2 + \Omega_2^2} \left[1 + \left(1 + \frac{\beta_1^2\Omega_2^2}{(\alpha_1\gamma_1 + \Omega_2^2)^2} \right)^{1/2} \right] \right\}^{1/2},$$

$$k''_i = -\frac{\omega}{\sqrt{2}v_i} \beta_1\Omega_2 \left\{ (\gamma_1^2 + \Omega_2^2)(\alpha_1\gamma_1 + \Omega_2^2) \left[1 + \left(1 + \frac{\beta_1^2\Omega_2^2}{(\alpha_1\gamma_1 + \Omega_2^2)^2} \right)^{1/2} \right] \right\}^{-1/2}, \quad (4)$$

где ω — частота АВ, $v_i = (c_{11}/\rho)^{1/2}$ — скорость продольного звука, $\alpha_1 = a + 4\pi$, $\beta_1 = b_{11} |M|^2 / c_{11}$, $\gamma_1 = \alpha_1 - \beta_1$, $\Omega_2 = \omega\tau_2$. Затухание продольной волны, как видно из (4), определяется характерным временем τ_2 . При слабом затухании или на высоких частотах ($\Omega_2 \gg \alpha_1 \gg \beta_1$) величина $k'_i = \omega/v_i$, $k''_i = -\beta_1/2v_i\tau_2$. При сильном затухании ($\Omega_2 \ll a$) в случае $\alpha_1 \gg \beta_1$ величина $k'_i = \omega/v_i$, $k''_i = -(\omega^2\tau_2\beta_1)/(2v_i\alpha_1^2)$. Таким образом, на высоких частотах k''_i не зависит от ω , а на низких частотах $k''_i \sim \omega^2$.

В случае поперечной волны, распространяющейся в направлении, нормальном \mathbf{M} , и поляризованной по \mathbf{M} , АВ имеет следующие характеристики распространения:

$$k'_i = \frac{\omega}{v_i} \left\{ \frac{AB + \alpha_2\gamma_2\Omega^2}{B^2 + \gamma_2^2\Omega^2} \left(1 + \left[1 + \left(\Omega\beta_2 \frac{a^2(1 + \Omega_0^2) + \Omega^2}{AB + \alpha_2\gamma_2\Omega^2} \right)^2 \right]^{1/2} \right) \right\}^{1/2},$$

$$k''_i = \frac{\omega}{2v_i} \Omega\beta_2 [a^2(1 + \Omega_0^2) + \Omega^2] \left\{ (B^2 + \gamma_2^2\Omega^2)(AB + \alpha_2\gamma_2\Omega^2) \times \right.$$

$$\left. \times \left(1 + \left[1 + \left(\Omega\beta_2 \frac{a^2(1 + \Omega_0^2) + \Omega^2}{AB + \alpha_2\gamma_2\Omega^2} \right)^2 \right]^{1/2} \right) \right\}^{-1/2}, \quad (5)$$

где $v_i = (c_{11} - c_{12})/4\rho)^{1/2}$ — скорость поперечного звука; $A = a\alpha_1(1 + \Omega_0^2) - \Omega^2$; $\Omega_0 = g |M|$; $\Omega = \omega\tau$; $\tau^{-1} = \tau_2^{-1} + \tau_1^{-1}$; $B = a\gamma_2(1 + \Omega_0^2) - \Omega^2$; $\gamma_2 = \alpha_1 - \beta_2$; $\beta_2 = (b_{11} - b_{12})^2 |M|^2 / 4\rho v_i^2$; $\alpha_2 = 2a + 4\pi$.

Релаксация поперечного звука определяется комбинацией характерных времен τ_1 и τ_2 . Зависимость k''_i от ω в данном случае качественно совпадает с рассмотренной выше зависимостью.

Обсуждение результатов. Сплошная линия 1 на рис. 3 соответствует рассчитанной теоретической зависимости магнитного затухания от частоты по формуле (5). Как видно, имеется хорошее согласие экспериментальных результатов с теорией. При расчетах использовались следующие значения входящих в формулы величин: $4\pi M_0 = 500$ Гс, $b_{11} = b_{12} = 3.2 \cdot 10^6$ Эрг/см³, $v_i = 6.6 \cdot 10^5$ см/с, $v_i = 3.5 \cdot 10^5$ см/с, $\rho = 5.65$ г/см³. Величина τ , при которой достигается наилучшее согласие теории и экс-

перимента, составляет $4.5 \cdot 10^{-8}$ с. В случае поперечных волн (рис. 3, 2) подгоночными параметрами служат два времени релаксации τ_2 и τ . В нашем случае теория хорошо описывает эксперимент при $\tau_1 = 3 \cdot 10^{-9}$, $\tau_2 = 4.5 \cdot 10^{-8}$ с. Времена релаксации хорошо согласуются с результатами, полученными другими методами, например, при исследовании ферромагнитного резонанса [6].

Полученные формулы удовлетворительно объясняют также и ход кривых на рис. 1, 2.

Хорошее согласие результатов опытов и теории при разумных значениях времен релаксации магнитного момента, соответствующих литературным данным, оправдывает процедуру отделения магнитных и немагнитных потерь.

3. Рэлеевское рассеяние

На рис. 4 приведены экспериментально измеренные зависимости коэффициента поглощения АВ в насыщенной керамике от частоты. С ростом частоты коэффициент затухания уменьшается в области низких частот, достигает минимума и в дальнейшем растет по закону $\alpha \sim \omega^4$. Тот факт, что затухание при больших частотах в керамике на два порядка больше, чем в монокристалле, а также характер зависимости α от частоты указывают на то, что основной вклад в рассеяние АВ, как продольной, так и поперечной) вносят неоднородности материала. Согласно теории рассея-

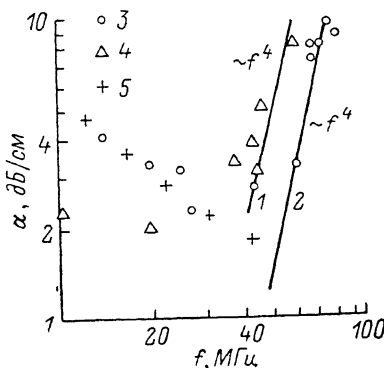


Рис. 4. Зависимость немагнитных потерь продольных (1, 3, 5) и поперечных (2, 4) АВ от частоты.

Точки — эксперимент.

ния АВ на порах [6, 7], коэффициент поглощения определяется соотношениями

$$\alpha_l = (4\pi/9) g_l \bar{a}^2 (k_l \bar{a})^4 n, \quad (6)$$

$$\alpha_t = \pi (\bar{a})^2 g_t (k_t \bar{a})^4 n, \quad (7)$$

где k_l и k_t — модули волновых векторов продольной и поперечной АВ, n — концентрация пор в материале образца,

$$g_l = \frac{4}{3} + 40 \frac{2 + k_t/k_l}{[4 - 9(k_t/k_l)^2]} - \frac{3}{2} \left(\frac{k_t}{k_l}\right)^2 + \frac{2}{3} \left(\frac{k_t}{k_l}\right)^3 + \frac{9}{16} \left(\frac{k_t}{k_l}\right)^4, \quad g_t = \\ = \left\{ \frac{8}{27} \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{k_t}{k_l}\right)^3 \right] + 10 \left[\frac{2}{10(k_l/k_t)^2 - 9} \right]^2 \left[1 + \frac{1}{6} \left(\frac{k_t}{k_l}\right)^5 \right] \right\}.$$

Расчитанные по формулам (6) и (7) зависимости $\alpha_{l,t}$ от частоты для продольного и поперечного звуков приведены на рис. 4 сплошными линиями. Как видно, в области высоких частот расчетные результаты удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. При расчетах диаметр пор полагался равным $\bar{a} = 3$ мкм, концентрация пор порядка 10^8 см⁻³. Радиус пор и их концентрации в образце оценивались по порядку величины с помощью микроскопа по шлифам.

Расчеты для рассеяния АВ на кристаллитах в области высоких частот дают ту же степень в зависимости α от частоты, но абсолютное значение коэффициента рассеяния на порядок меньше полученного экспериментально [8]. Таким образом, кристаллические зерна сами по себе не могут обеспечить наблюдаемой эффективности рэлеевского рассеяния. Количе-

венное согласие по порядку величины легко получить, если учесть эффект гораздо более сильного рэлеевского рассеяния на имеющихся в поликристаллических ферритах порах.

В области низких частот (рис. 4) экспериментальная зависимость существенно отличается от теоретической, что связано со значительными дифракционными потерями, увеличивающими кажущееся затухание. Для проверки роли дифракционной расходимости в измерениях $\alpha = \alpha(\omega)$ параллельно с опытами на исследуемых образцах был проведен эксперимент по измерению частотной зависимости $\alpha(\omega)$ в образце плавленого кварца тех же размеров, что и поликристаллический ЖИГ (и с приблизительно той же скоростью АВ и с теми же преобразователями). Решеточное затухание в плавленом кварце на этих частотах пренебрежимо мало и основные потери АВ связаны с дифракционной расходимостью (рис. 4, точки 5). Видно, что в области частот, меньших ~ 50 МГц, дифракционные потери весьма значительны и близки к потерям АВ в керамике ЖИГ на этих частотах.

Итак, в настоящей работе измерены коэффициенты поглощения АВ в поликристаллическом ЖИГ в диапазоне частот от 4 до 100 МГц. Оказалось, что магнитные потери в этом диапазоне растут с частотой. Для изотропной модели в предположении, что средний размер кристалла много меньше длины волны, выполнен расчет поглощения продольных и поперечных волн. Найдено удовлетворительное согласие между данными опытов и полученными в работе формулами для коэффициента затухания.

Немагнитные потери доминируют в указанном диапазоне, имеют характер рэлеевского рассеяния энергии акустических волн, причем оказалось, что вклад в рассеяние АВ на кристаллитах в этом частотном диапазоне еще мал и основной вклад в поглощение вносит пористость материала. Можно ожидать, что именно путем устранения пор и инородных включений удастся создать материал с малыми акустическими потерями для СВЧ диапазона.

Список литературы

- [1] Мануйлов М. В., Бондаренко В. С., Кривочкин В. В., Соболев Б. В. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. № 10. С. 599—602.
- [2] Kobychenkov A. F., Mansfeld G. D., Manuilov M. V., Rubtsov A. A., Shavrov V. G. // Proc. Int. Conf. INTERMAG. 1989. P. 28—31.
- [3] Поваренко А. Д., Бондаренко В. С. и др. // Электронная техника. Материалы. 1983. № 6. С. 7—11.
- [4] Труэлл Р., Эльбаум Ч., Чик Б. Ультразвуковые методы в физике твердого тела. М.: Мир, 1972. 307 с.
- [5] Гуревич А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 591 с.
- [6] Ying C. F., Truell R. // J. Appl. Phys. 1956. V. 27. N 5. P. 1986—2006.
- [7] Einspruch N. G., Witterhalt E. D., Truell R. // J. Appl. Phys. 1960. V. 31. N 2. P. 806—821.
- [8] Stanke F. E., Kino G. S. // J. Acoust. Soc. Amer. 1984. V. 75. N 3. P. 665—681.

Институт радиотехники и электроники
АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
14 февраля 1990 г.
В окончательной редакции
12 июня 1990 г.