

УДК 534.222:537.625

СПИНОВОЕ ЗАТУХАНИЕ МАГНИТОУПРУГИХ ВОЛН В КУБИЧЕСКИХ ФЕРРОМАГНЕТИКАХ

О. Ю. Беляева, С. Н. Карпачев
(кафедра акустики)

Рассмотрен новый метод оценки времен спиновой релаксации в магнетиках по затуханию ультразвука. Приведена феноменологическая теория релаксационного механизма затухания звука в однодоменном идеальном кристалле с учетом неоднородного внутреннего поля. Проведены численные оценки времен спиновой релаксации в монокристалле $Mn-Zn$ -шпинели, использующие данные по затуханию поперечной волны частотой 30 МГц. Обсуждается вопрос о возможности разделения спин-спинового и спин-решеточного времен релаксации.

Известно, что в реальных магнитоупорядоченных кристаллах возможны различные механизмы магнитного затухания акустических волн. Это — доменное; резонансное; релаксационное (спиновое) затухание, происходящее при взаимодействии ультразвука со спиновой подсистемой кристалла; затухание, вызванное рассеянием на магнитных неоднородностях, и т. д. Помимо этого для таких кристаллов характерны и все решеточные и дефектные механизмы поглощения звука, существующие и в немагнитных кристаллах. Разделение этих механизмов затухания является сложной задачей. В данной работе мы остановимся на рассмотрении только релаксационного механизма затухания звука в однодоменном и идеальном кристалле в условиях неоднородного внутреннего поля, характерного для большинства акустических приложений. Целью данной работы является разработка и обоснование нового метода оценки времен спиновой релаксации по экспериментальным значениям поглощения звука в кристаллах $Mn-Zn$ -шпинели (МЦШ). Определение таких важных характеристик материала, как времена спиновой релаксации, ранее проводилось в [1] по ширине линии магнитоакустического резонанса по аналогии с ферромагнитным резонансом. Однако в исследуемых кристаллах МЦШ ширина линии магнитоакустического резонанса довольно велика (поскольку внутреннее поле неоднородно), что исключает возможность проведения оценки традиционным способом.

Релаксационные процессы в ферромагнетике впервые теоретически исследованы в [2] и развиты во многих работах и обзорах (см., напр., [3—5]); влияние электропроводности среды учитывалось в [6]. В [7] на основании теории [8] по экспериментальному значению затухания продольных волн проведена оценка времени спиновой релаксации*) в монокристалле железо-иттриевого граната. В исходном выражении авторы учли неоднородность внутреннего магнитного поля. Оценки спиновых времен были проведены для диапазона высоких частот ~ 1 ГГц, а следовательно, уже монодоменизированного образца.

*) Отметим здесь, что из [7] не ясны последовательность и метод получения конечных выражений для оценки времени спиновой релаксации.

Для целей дефектоскопии большой интерес представляет случай низких частот (порядка десятков мегагерц), когда кристалл еще сохраняет исходное распределение внутреннего поля.

Рассмотрим задачу о магнитоупругом взаимодействии поперечной акустической волны, поляризованной по оси x , с релаксирующей спиновой системой монокристаллического кубического ферромагнетика в присутствии постоянного магнитного поля $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{k} \parallel z$. Для решения задачи используем феноменологический подход. В нашем случае система уравнений состоит из уравнения Блоха—Ландау с диссипативным членом в форме Ландау—Лифшица [9] и уравнения теории упругости*):

$$d\mathbf{M}/dt = -\gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}] - (\hat{\alpha}\gamma/|\mathbf{M}|)[\mathbf{M} \times [\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}]], \quad (1)$$

$$\rho \partial^2 U_x / \partial t^2 = \partial \sigma_{xz} / \partial z, \quad (2)$$

где \mathbf{H}_{eff} — эффективное магнитное поле (являющееся суммой постоянного внешнего поля и суммы всех внутренних полей), $\hat{\alpha}$ — тензор безразмерного параметра релаксации, связанного с тензором времен релаксации следующим образом [11]: $\hat{\alpha} = 1/(\omega \hat{T})$, ω — частота спиновой волны; ρ — плотность, σ_{xz} — тензор напряжений, U_x — смещение. Поле размагничивания представим в виде [12] $H_r = -4\pi M_0 f(x, y, z) \hat{N}$, где f — медленно меняющаяся функция распределения внутреннего поля, находящаяся из решения уравнений магнитостатики, \hat{N} — тензор размагничивающих коэффициентов. Считая \hat{N} диагональным: $H_{ri} = -\sigma_i N_{ii}$, где $\sigma = 4\pi M_0 f$, будем решать систему уравнений (1)–(2) методом последовательных приближений, пренебрегая обменным полем и полем анизотропии, поскольку для интересующих нас областей частот они малы по сравнению с другими полями. В нулевом приближении система (1)–(2) имеет решения m_i^0 , аналогичные полученным в [12]. Случай намагниченного до насыщения кристалла:

$$m_x^0 = m_y^0 = 0, \quad m_z^0 = 1. \quad (3)$$

Это решение справедливо только для образцов цилиндрической формы [12]. Остановимся подробно на втором возможном решении:

$$m_x^0 = 0, \quad m_y^0 = \pm (\sigma^2 \Delta_{zy}^2 - H_0^2)^{1/2} / \sigma \Delta_{zy}, \quad m_z^0 = H_0 / \sigma \Delta_{zy}, \quad (4)$$

где $\Delta_{ij} = N_i - N_j$.

Запишем уравнение (1) в первом приближении:

$$\partial m'_x / \partial t = \gamma \sigma \Delta_{zy} m_y^0 m'_z - 2\alpha_1 \gamma B_2 U_{zx} m_z^0 + \alpha_1 \gamma \sigma \Delta_{yx} m'_x, \quad (5)$$

$$\partial m'_y / \partial t = 2\gamma B_2 (m_z^0)^2 U_{zx} + \gamma H_0 \Delta_{xy} m'_x / \Delta_{zy} + \alpha_2 \gamma m_y^0 H_0 m'_z, \quad (6)$$

$$\partial m'_z / \partial t = -2\gamma B_2 m_y^0 m_z^0 U_{zx} + \gamma \sigma \Delta_{yx} m_y^0 m'_x - \alpha_3 \gamma \sigma \Delta_{zy} (m_y^0)^2 m'_z, \quad (7)$$

где $\alpha_{1,2,3}$ — компоненты тензора $\hat{\alpha}^{**}$, B_2 — магнитоупругая постоянная.

Решим систему (5)–(7) для случая свободных колебаний магнитного момента во внешнем поле ($U_{zx} = 0$). Для m'_x можно получить стандартное уравнение затухающих колебаний:

$$\partial^2 m'_x / \partial t^2 + 2\delta \partial m'_x / \partial t + \omega_2^2 m'_x = 0, \quad (8)$$

*) Для упрощения задачи в этом уравнении мы пренебрежем вязкостью. Некоторые предпосылки к анализу ее учета были изложены в работе [10] и развиты в [8].

**) Тензор $\hat{\alpha}$ считаем симметричным и диагональным.

где

$$\delta = -(\gamma\sigma/2)(\alpha_1\Delta_{yx} - \alpha_3\Delta_{zy}(m_y^0)^2), \quad (9)$$

$$\omega_2^2 = -(\gamma\sigma m_y^0)^2 \Delta_{yx}\Delta_{zy}(1 + \alpha_1\alpha_3) = \omega_0^2(1 + \alpha_1\alpha_3), \quad (10)$$

а ω_0 — частота прецессии без учета диссипации.

Решением (8) является

$$m'_x = A \exp\{-\delta t\} \cos(\omega_1 t + \varphi), \quad (11)$$

где

$$\omega_1^2 = \omega_2^2 - \delta^2, \quad (12)$$

A — амплитуда и φ — фаза, определяемые из начальных условий, ω_1 — частота прецессии момента с учетом релаксации. Таким образом, видно, что магнитная релаксация приводит к сдвигу частоты свободной прецессии магнитного момента.

Учтем теперь распространяющуюся вдоль оси z параллельно внешнему магнитному полю H_0 поперечную упругую волну с поляризацией по оси x :

$$U_{zx} = U_0 \exp\{i(\omega t - kz) - nz\}, \quad (13)$$

где n — коэффициент поглощения звука. Уравнение (8) при этом трансформируется:

$$\partial^2 m'_x / \partial t^2 + 2\delta \partial m'_x / \partial t + \omega_2^2 m'_x = C \exp\{i(\omega t - kz) - nz\}, \quad (14)$$

где

$$C = -2B_2\gamma\{\gamma(m_y^0)^2 H_0(1 + \alpha_1\alpha_3) + i\alpha_1 m_z^0 \omega\} U_0. \quad (15)$$

Уравнение (14) — неоднородное дифференциальное уравнение, описывающее вынужденные колебания в системе с затуханием. Его решение можно записать в виде

$$m'_x(t, z) = m'_{x_1}(t, z) + A \exp\{-\delta t\} \cos(\omega_1 t - kz + \varphi), \quad (16)$$

где $m'_{x_1}(t, z)$ — частное решение неоднородного уравнения (14) — характеризует вынужденные колебания, а второй член (16) представляет собой общее решение однородного уравнения (8), т. е. характеризует собственные колебания в спиновой системе. Время спиновой релаксации существенно меньше длительности используемого в экспериментах импульса, равного примерно 2 мкс (что будет видно ниже), следовательно, в дальнейшем будет учитываться только первый член решения (16), записывающийся в виде

$$\begin{aligned} m'_{x_1} &= \frac{C \exp\{i(\omega t - kz) - nz\}}{[(\omega_2^2 - \omega^2)^2 + 4\delta^2\omega^2]^{1/2}} = C^* \exp\{i(\omega t - kz) - nz\} = \\ &= |m'_{x_1}| \exp\{i\varphi\} \exp\{i(\omega t - kz) - nz\}, \end{aligned} \quad (17)$$

где

$$|m'_{x_1}| = 2B_2\gamma U_0 \left(\frac{(\gamma(m_y^0)^2 H_0(1 + \alpha_1\alpha_3))^2 + (\alpha_1 m_z^0 \omega)^2}{(\omega_2^2 - \omega^2)^2 + 4\delta^2\omega^2} \right)^{1/2}, \quad (18)$$

$$\varphi = \arctg[\alpha_1 m_z^0 \omega / (\gamma(m_y^0)^2 H_0(1 + \alpha_1\alpha_3))]. \quad (19)$$

Запишем теперь в первом приближении уравнение (2):

$$\rho \ddot{U}_x = C_{44} \partial^2 U_x / \partial z^2 + M_0 B_2 \partial (m'_x m_z^0) / \partial z, \quad (20)$$

где C_{44} — модуль упругости. Учитывая (4), (15) и (17), получим дисперсионное уравнение

$$k_0^2 + (n^2 - k^2 + 2ikn)(1 + M_0 B_2 m_z^0 C^* / C_{44} U_0) = 0, \quad (21)$$

где $k_0^2 = \rho \omega^2 / C_{44}$.

Рассмотрим мнимую и действительную части этого уравнения, считая при этом, что $k \approx k_0$ [13]. Получим систему двух связанных уравнений:

$$m_z^0 \omega (n^2 + 3k^2 n) \alpha_1 + 2k^3 \gamma (m_y^0)^2 H_0 (1 + \alpha_1 \alpha_3) = 0, \quad (22)$$

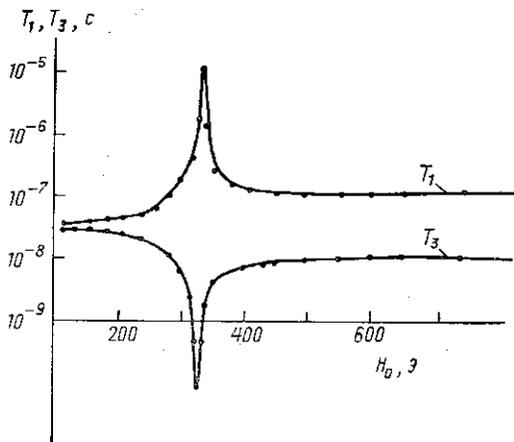
$$(\omega_2^2 - \omega^2)^2 + 4\delta^2 \omega^2 = E^2 [(n^2 - k^2) m_z^0 \omega \alpha_1 + 2kn \gamma (m_y^0)^2 H_0 (1 + \alpha_1 \alpha_3)]^2, \quad (23)$$

где $E = B_2^2 M_0 m_z^0 / kn C_{44}$. Преобразуя эту систему, можно получить уравнения связи между интересующими нас параметрами α_1 и α_3 и в конечном счете уравнение четвертой степени для α_1 . Таким образом, зная величину постоянного внешнего магнитного поля, материальные параметры кристалла, форму образца, частоту и коэффициент затухания поперечной упругой волны, можно оценить компоненты тензора параметра релаксации $\hat{\alpha}$, которые в свою очередь связаны с продольным и поперечным временами релаксации. Это новый способ оценки такой важной характеристики магнитного материала, как время релаксации спиновой системы. Ранее подобные оценки проводились на основе экспериментальных данных о ширине линии ферромагнитного резонанса на высоких частотах [3, 4], а следовательно, в больших магнитных полях. Следует отметить, что применение акустических методов позволяет получить времена релаксации в области малых полей. Аналитическое решение системы (22)–(23) весьма громоздко, поэтому для ее решения необходимо использовать численные методы.

Оценка параметра релаксации была проведена на основании экспериментальных данных по исследованию магнитоакустических спектров — полевой зависимости затухания магнитоупругой волны частоты 30 МГц в кристаллах МЦШ, имеющих форму параллелепипедов размерами $20 \times 3 \times 4$ мм. По величине резонансных полей для разных типов волн и направлений внешнего магнитного поля были получены размагничивающие факторы и соответственно $\Delta_{zy} = -0,07$ и $\Delta_{xy} = 2 \cdot 10^{-4}$. Исследуемый образец МЦШ ориентации [110] имел следующие параметры [14]: $\rho = 5,1$ г/см³, $\sigma = 4620$ Э, $B_2 = -9 \cdot 10^{-4}$ Э, $C_{44} = 8 \cdot 10^{11}$ дин/см².

Расчеты показали, что вне резонанса в полях 100–160 Э, где коэффициент поглощения звука $n = 0,6$ см⁻¹ [15], времена релаксации T_1 и T_3 соответственно равны: $5,3 \cdot 10^{-8}$ с и $2 \cdot 10^{-8}$ с. В условиях же магнитоакустического резонанса в полях 200–250 Э при $n = 2,2$ см⁻¹ $T_1 = (4,1 \div 6,5) \cdot 10^{-8}$ с, а $T_3 = (2,6 \div 1,7) \cdot 10^{-8}$ с. Видно, что времена T_1 и T_3 имеют одинаковый порядок: они определяются как спин-спиновыми, так и спин-решеточными процессами, что подтверждает выводы [3]. Следует отметить, что эффективный энергообмен между спиновой и упругой подсистемами в условиях магнитоакустического резонанса не влияет на времена поперечной и продольной релаксаций данного магнитоупругого кристалла. Они являются его материальными параметрами в данной области частот и полей.

На рисунке представлены зависимости времен T_1 и T_3 от постоянного внешнего поля. При $H_0=323,4$ Э наблюдается резкое возрастание T_1 и уменьшение T_3 ($T_1=1 \cdot 10^{-5}$ с, $T_3=6 \cdot 10^{-11}$ с). В этой точке сумма всех постоянных магнитных полей, действующих на магнитный момент, равна нулю и $m_x^0=m_y^0=0$; $m_z^0=1$; $\omega=0$, а значит, невозможно существование собственных спиновых волн. Решая систему уравнений в первом приближении и оценив численно амплитуды и фазы компонент m_x' и m_y' , можно сделать вывод, что магнитный момент не прецессирует, а синфазно колеблется вдоль оси y , т. е. перпендикулярно вынуждающей силе с отставанием от нее по фазе на $\pi/2$. Подобный характер колебаний подтверждается и качественными соображениями, исходящими из того, что спин является магнитным диполем. Так как синфазные колебания не приводят к обмену энергией между спинами (спин-спиновые взаимодействия отсутствуют), то в данной точке время T_1 имеет смысл спин-решеточного времени релаксации. Колебания спинов синфазны в сечении, перпендикулярном оси z ; в то же время вдоль оси z колебания имеют разные фазы, так



Рассчитанные значения времен спиновой релаксации для монокристалла $MnCl_2$

как существует распределенное в пространстве переменное магнитное поле, соответствующее распространяющейся по этому направлению акустической волне. Следовательно, вдоль оси z возможны обменные взаимодействия между спинами. Поэтому продольное время релаксации T_3 в особой точке является спин-спиновым (большое спин-решеточное время в этом направлении экранируется малым T_3). Таким образом, в точке, где частота собственной прецессии магнитного момента равна нулю, возможно проведение качественной оценки времен спин-спиновой и спин-решеточной релаксации. Однако следует отметить, что появление особой точки является в некотором смысле результатом наших приближений (пренебрежение полями анизотропии, обмена; однодоменность кристалла и принятый нами вид записи распределения внутреннего магнитного поля в кристалле). Поэтому подобную точку в реальном кристалле очень сложно обнаружить экспериментально.

Одинаковые по порядку величины времена T_1 и T_3 для кубического кристалла (за исключением особой точки) в исследуемом интервале полей при данной частоте звука дают основание считать параметр релаксации α не тензорной, а скалярной величиной, что соответствует записи исходного уравнения (1) в классической форме Ландау—Лифшица. При этом длина вектора намагниченности $|M_0|$ при его движении остается неизменной, что отражает независимость намагниченности однодоменного ферромагнитного кристалла от величины внешнего магнитного поля. Небольшое же численное различие времен релаксации в малых и больших полях вызвано, по-видимому, тем, что исследуемый кристалл $Mn-Zn$ -шпинели, вообще говоря, является ферримагнетиком и имеет две спиновые подрешетки.

Таким образом, решая задачу о магнитоупругом взаимодействии поперечной акустической волны со спин-системой монокристаллического ферромагнетика в постоянном магнитном поле с учетом релаксации, можно оценить времена спиновой релаксации кристалла, если известен коэффициент затухания звука в нем. Это первый этап более общей задачи. Подставляя в уравнения конкретный для данного кристалла вид распределения внутреннего магнитного поля, учитывающий его дефектную структуру и полидоменность, и зная его времена спиновой релаксации, можно получить теоретический контур магнитоакустического спектра. Это открывает большие возможности для дефектоскопии, так как получив экспериментально магнитоакустические спектры данного кристалла, мы можем, решая обратную задачу, идентифицировать распределение внутреннего магнитного поля, а следовательно, внутреннюю структуру исследуемого кристалла.

Авторы выражают признательность д-ру физ.-мат. наук Л. К. Зарембо за плодотворные обсуждения и ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Зарембо Л. К., Карпачев С. Н.//Акуст. журн. 1989. 35, № 1. С. 51.
[2] Ахиезер А. Н.//J. Phys. USSR, 1946. 10, № 3. С. 217. [3] Гуревич А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М., 1973. [4] Лакс Б., Баттон К. Сверхвысокочастотные ферриты и ферримангнетики. М., 1965. [5] Ахиезер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В. Спиновые волны. М., 1967. [6] Ахиезер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В.//ЖЭТФ. 1958. 35, № 1(7). С. 228. [7] Гончаров К. В., Красильников В. А., Участник В. И.//ФТТ. 1967. 9, № 12. С. 3384. [8] Ишмухаметов Б. Х.//ФММ. 1964. 17, № 5. С. 641. [9] Ландау Л. Д. Сборник трудов. Т. 1. М., 1969. [10] Schlotmann E.//J. Appl. Phys. 1960. 31, № 9. P. 1647. [11] Власов К. Б.//ЖЭТФ. 1962. 43, № 6(12). С. 2128. [12] Зарембо Л. К., Карпачев С. Н.//Акуст. журн. 1986. 32, № 6. С. 832. [13] Зарембо Л. К., Карпачев С. Н.//Матер. XII Всесоюз. конф. по акустоэлектронике и квантовой акустике. Саратов, 1983. Ч. 2. С. 53. [14] Абаренкова С. Г., Генделев С. Ш., Зарембо Л. К. и др.//ФТТ. 1985. 27, № 8. С. 2450. [15] Зарембо Л. К., Карпачев С. Н.//ЖЭТФ. 1987. 93, № 2(9). С. 1499.

Поступила в редакцию
06.02.92