УДК 537.622.5

КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ БЛОКИ И ТОНКАЯ СТРУКТУРА МАГНИТОАКУСТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В БОРАТЕ ЖЕЛЕЗА

Стругацкий М. Б., Скибинский К. М. [1]

Теория магнитоакустического двупреломления в борате железа дополнена объяснением природы наблюдаемых мелкопериодных осцилляций как следствия дефектной структуры кристалла.

Ключевые слова: двупреломление звука, слабый ферромагнетик

В работах [1,2,3] исследовалось линейное магнитное двупреломление звука в легкоплоскостном слабом ферромагнетике $FeBO_3$ - акустический эффект Коттона-Мутона. Зависимость амплитуды прошедшей сквозь кристалл звуковой волны от магнитного поля, приложенного в базисной плоскости A(H), имеет ряд характерных особенностей, не укладывающихся в теорию Турова для $MnCO_3$ [4] и частично изученных нами в [3]. В настоящей работе рассмотрена еще одна особенность, не нашедшая объяснения ранее. Состоит она в существовании мелкопериодной модуляции A(H). Такая тонкая структура наблюдалась [1,2] в базисных пластинках $FeBO_3$, выращенных из газовой фазы [5].

ЭКСПЕРИМЕНТ И МОДЕЛЬ

На рис.1а приведена экспериментальная кривая A(H) [1]. Она получена на пластинке бората железа толщиной 1,2 мм при температуре жидкого азота. Поляризации падающей и вышедшей из кристалла акустической волны ортогональны между собой. Мелкопериодная модуляция кривой, напоминающая шум, хорошо выражена. Однако, речь идет здесь именно о тонкой структуре, а не о шуме, поскольку остановка протяжки магнитного поля приводит к ее исчезновению, а повторные записи A(H) коррелируют между собой.

В качестве возможных механизмов тонкой структуры кривой магнитоакустического эффекта мы, в первую очередь, рассмотрели вклад пьезомагнитных слагаемых, пропорциональных $l_i m_j u_{ij}$. Однако, их учет в термодинамическом потенциале не позволил получить мелкопериодные осцилляции. К ним не приводит, также, и акустический эффект Фарадея, предполагающий небольшой, в случае бората железа, выход магнитных векторов из базисной плоскости кристалла.

Как следует из [3] и [4], зависимость A(H) носит осциллирующий характер. Период осцилляций убывает с увеличением толщины кристалла. В этой связи, тонкую структуру можно попытаться интерпретировать в рамках модели, в которой предполагается, что волна в кристалле проходит путь значительно больший его толщины. Путь, проходимый волной в кристалле, может существенно увеличивать-

[1] Кафедра физики твердого тела, E-mail: strugatsky@tnu.crimea.ua

ся из-за переотражений от неоднородностей. В соответствии с этим можно говорить, в частности, о существовании в кристалле $FeBO_3$ блоков мозаичной и слоистой структуры и т. п. (см. [6]). Во всех этих случаях однородные области кристалла отделены друг от друга границами, где нарушена кристаллическая структура, скапливаются точечные дефекты, например, примеси, образуются трещины и т. д. [6].

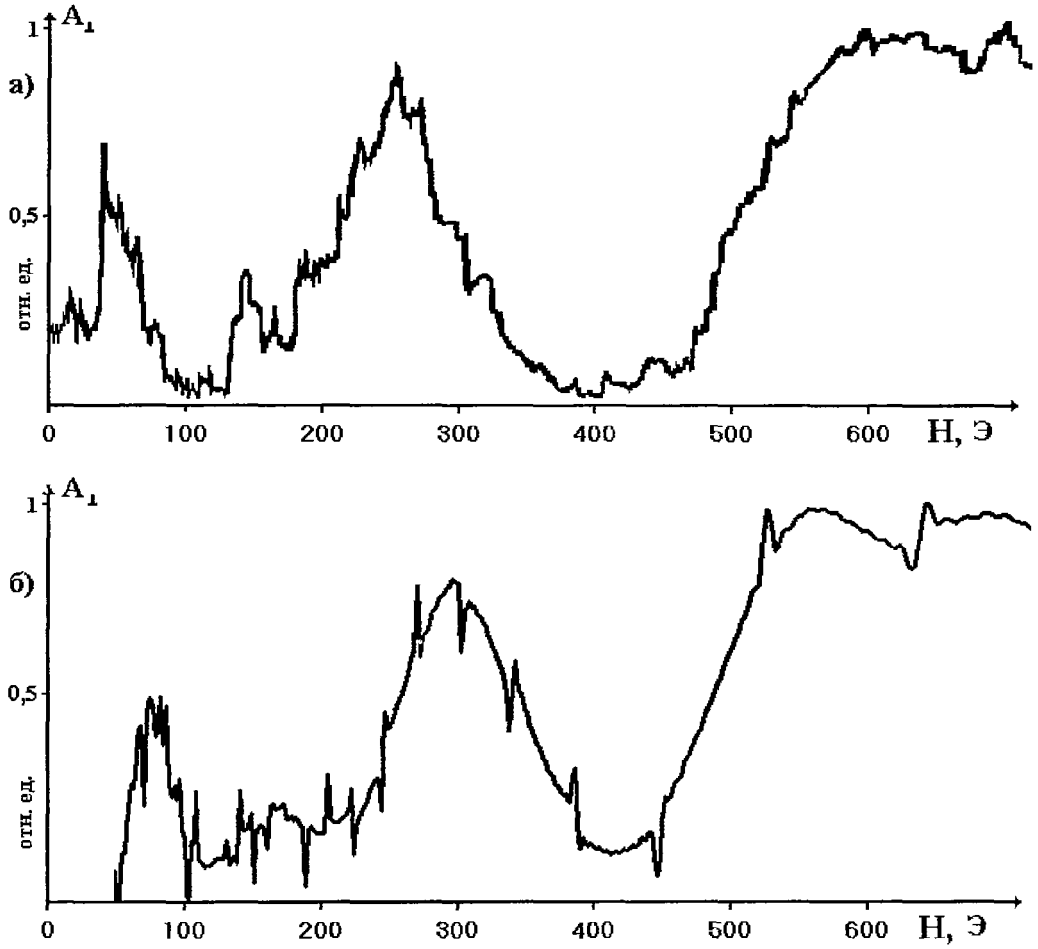

Рис.1
Кривые зависимости амплитуды прошедшего сквозь кристалл акустической волны от магнитного поля Н.

а) эксперимент;
б) теоретическая кривая на основе модели, учитывающей дефектную структуру кристалла.

Распространяющаяся в кристалле акустическая волна должна испытывать сильное отражение от таких границ. Поэтому волна, попавшая внутрь блока, проходит его

толщину многократно, отражаясь от границ и выходя наружу порциями. В этом случае на выходе из кристалла будет наблюдаться суперпозиция акустических волн, испытавших разное число переотражений, сдвинутых по фазе и убывающих по амплитуде, что и приводит к тонкой структуре.

На рис.1б приведена расчетная кривая $A_{\perp}(H)$, полученная в рамках анизотропной модели [3], дополненной следующими предположениями. Кристалл состоит из блоков параллельных базисной плоскости (рис.2). Блоки разделены границами, обладающими большим коэффициентом отражения. Вызванная экспериментальными граничными условиями неоднородная магнитная анизотропия [3] из-за разрывов структуры, привносимых границами, во внутренних блоках существенно меньше, чем в приповерхностных. Для простоты ограничимся моделью с одним внутренним блоком (рис. 2) и положим анизотропию в нем равной нулю.

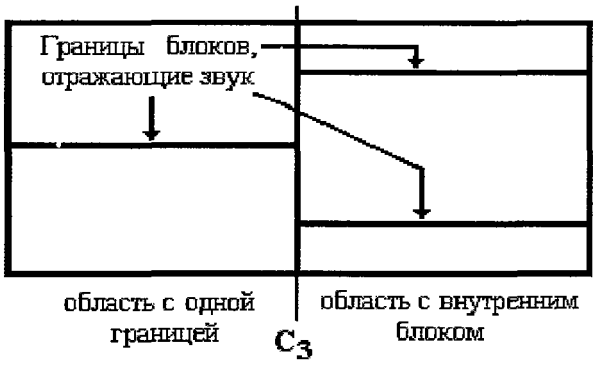

Рис. 2
Модель дефектной структуры кристалла.

Заметим, еще, что магнитную структуру области с одной границей можно считать такой же как и в безблочном кристалле. Поэтому распространение звука здесь мы будем описывать в соответствии с моделью [3] с учетом уменьшения амплитуды из-за отражения от границы.

ВЫЧИСЛЕНИЕ АМПЛИТУДЫ

Рассмотрим прохождение волны в области с 2-мя границами. Как и в [3] воспользуемся методом матриц Джонса. Представим кристалл разбитым на n однородно намагниченных слоев с постоянной внутри каждого слоя анизотропией. При этом в качестве одного из таких слоев возьмем внутренний блок. Толщина его d_B велика по сравнению с другими слоями. На выходе из кристалла для волны, N – кратно прошедшей внутренний блок имеем:

$$\begin{pmatrix} u^{out}_{rN} \\ \\ u^{out}_{qN} \end{pmatrix} = T_n \cdot T_{n-1} \cdot \bullet\bullet\bullet \cdot T_{m+1} \cdot T_B \cdot T_{m-1} \cdot \bullet\bullet\bullet \cdot T_2 \cdot T_1 \cdot \begin{pmatrix} u^{in}_{r} \\ \\ u^{in}_{q} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_{1N} + iA_{2N} & B_{1N} + iB_{2N} \\ \\ C_{1N} + iC_{2N} & D_{1N} + iD_{2N} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} u^{in}_{r} \\ \\ u^{in}_{q} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где r и q - направления поляризаций магнитной и немагнитной моды, T - матрицы Джонса для слоев (см. [3]). Для внутреннего блока матрица Джонса имеет следующий вид:

$$T_B = \begin{pmatrix} \cos\chi & -\sin\chi \\ \\ \sin\chi & \cos\chi \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \exp(-ik_{rB}d_B N) & 0 \\ \\ 0 & \exp(-ik_{qB}d_B N) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos\chi & \sin\chi \\ \\ -\sin\chi & \cos\chi \end{pmatrix} \cdot \quad (2)$$

$k_r = k_r(H)$ и k_q - волновые векторы магнитной и немагнитной волны [3], χ - угол поворота локальной системы координат при переходе от блока к граничащим с ним слоям, определяемый также как и соответствующие углы между слоями в бездефектном кристалле [3].

Определим компоненту волны $u^{out}_{\perp N}$ с поляризацией, перпендикулярной поляризации входящей волны $u^{in} = e^{i\omega t}$

$$\begin{aligned} u^{out}_{\perp N} &= u^{out}_{rN} \cdot \cos(\pi/2 + \psi) + u^{out}_{qN} \cdot \sin(\pi/2 + \psi) = \\ &= [C_{1N} \cdot \cos^2\psi + (D_{1N} - A_{1N})\sin\psi\cos\psi - B_{1N} \cdot \sin^2\psi]\cos\omega t + \\ &+ [C_{2N} \cdot \cos^2\psi + (D_{2N} - A_{2N})\sin\psi\cos\psi - B_{2N} \cdot \sin^2\psi]\sin\omega t = \\ &= R_{1N}\cos\omega t + R_{2N}\sin\omega t. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь, как и в [3] ψ - угол между векторами поляризации падающей волны и ее необыкновенной компоненты.

Отсюда получаем для результирующей амплитуды:

$$A_\perp = \sqrt{R^2_{1_\Sigma} + R^2_{2_\Sigma}}, \quad (4)$$

где

$$R_{1_\Sigma} = (1 - S_B)\cdot(1-\rho)\cdot R_1 + S_B \sum_N \tau_N R_{1N},$$

$$R_{2\Sigma} = (1 - S_B) \cdot (1 - \rho) \cdot R_2 + S_B \sum_N \tau_N R_{2N},$$

где ρ - коэффициент отражения, S_B – площадь внутреннего блока в долях единицы, $\tau_N = (1 - \rho)^2 \rho^{N-1}$, R_1 и R_2 – выражения для области с одной границей, такие же как в бездефектном кристалле [3].

Оптимизация параметров d_B, S_B, и ρ приводит к кривой, представленной на рис. 1б. Видно, что теория отражает основную закономерность эксперимента: период тонкой структуры растет с увеличением поля. Однако несколько большая регулярность теоретической кривой по сравнению с экспериментальной, свидетельствует, по всей видимости, о более сложной конфигурации дефектов, чем в предлагаемой модели.

Список литературы

1. V.I.Khizhnyi, A.P.Korolyuk, V.V.Tarakanov, M.B.Strugatsky. Magnetoacoustic oscillation at a geometry of Cotton-Mouton effect in $FeBO_3$ single crystal. //Proc. XX Int. Conf. on Low Temp. Physics. Oregon. USA , 1993. V. 2. PG-6.

2. А.П. Королюк, В.В. Тараканов, В.Н. Хижный, В.Н. Селезнев, М.Б. Стругацкий. //ФНТ – 1996. – Т.22, вып.8, – С.824 - 827.

3. Ю.Н. Мицай, К.М. Скибинский, М.Б. Стругацкий. В.В. Тараканов. //ФТТ. – 1997. –Т.39, №5, – С. 901-904.

4. Е.А. Туров. //ЖЭТФ – 1987. – Т.92, вып. 5, – С. 1886 - 1892.

5. А. С. 1376634 СССР, МКИ[4] С 30 В 25/00, 29/16. Способ получения монокристаллов $FeBO_3$ / А. Р. Прокопов, В. Н. Селезнев, М. Б. Стругацкий. С. В. Ягупов (СССР).- № 4088070/31-26; Заявлено 02.07.86; Опубл. 23.02.88. Бюл. № 7.

6. Д.Б. Гогоберидзе. Некоторые объемные дефекты кристаллов. Л., 1952. – 196 с.

Анотація

Теорія магнітоакустичного двопроменезаломлювання у бораті заліза доповнена поясненням природи спостережених дрібноперіодних осциляцій як наслідок дефектної структури кристалу.

Summary

The theory of magnetoacoustic birefringence for Iron Borate was supplemented by explanation of observed small-period oscillation being a result of defective structure of the crystal.

Keywords: birefringence of sound, weak ferromagnet.