

УДК 537.622.5

*Скибинский К.М., Стругацкий М.Б., Хижный В.И., Тараканов В.В.*

## АМПЛИТУДНО - ЧАСТОТНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА БОРАТА ЖЕЛЕЗА В ПРОЦЕССЕ МАГНИТНОГО ДВУПРЕЛОМЛЕНИЯ ПОПЕРЕЧНОГО ЗВУКА

В работах [1,2] исследовалось магнитное двупреломление поперечного звука в борате железа. Была получена зависимость амплитуды  $A$ , прошедшей вдоль главной оси кристалла  $\text{FeVO}_3$ , поперечной звуковой волны от магнитного поля, приложенного в базисной плоскости. Настоящая работа посвящена изучению частотной зависимости амплитуды такой волны. При этом внешнее магнитное поле равно нулю. Оказалось, что в пределах рабочего диапазона частот пьезопреобразователей амплитудно-частотная характеристика кристалла имеет максимум в районе частот, близких к 180 МГц (рис 1а). Условия эксперимента аналогичны [1]: образец в виде базисной пластины  $\text{FeVO}_3$  толщиной 1,2 мм помещался между двумя пьезопреобразователями, изготовленными из X-среза  $\text{LiNbO}_3$ . Один из пьезопреобразователей служил источником звука, другой приемником. Акустические контакты в этой связке обеспечивались за счет использования тонких слоев кремнийорганической жидкости, отвердевавшей при 150К. Рабочая же температура эксперимента 77К. Поляризации источника и приемника взаимно параллельны.

Теоретическая интерпретация экспериментального результата проводилась в рамках анизотропной модели [2]. Модель основана на рассмотрении магнитного двупреломления поперечного звука в антиферромагнетике [3] с учетом экспериментальных граничных условий для бората  $\text{FeVO}_3$ . Граничные условия ведут к возникновению магнитной анизотропии в базисной плоскости, убывающей вглубь кристалла. Для простоты мы полагаем эту анизотропию одноосной и ориентацию легкой оси не зависящей от координаты  $z$  (оси  $z$  и  $C_3$  параллельны). В этом случае в отсутствие внешнего магнитного поля распределение намагниченности однородно.

Добавка к модулю упругости, определяющая фазовую скорость магнитной моды звуковой волны [2] в нашем случае имеет вид

$$\Delta C^{\text{eff}} = \frac{2B_{14}^2}{M_0 H_{\text{me1}} + a}. \quad (1)$$

Здесь  $B_{14}$  - магнитоупругая постоянная,  $M_0$  - спонтанная намагниченность бората железа,  $H_{\text{me1}}$  - эффективное магнитоупругое поле [2],  $a$  - константа наведенной одноосной анизотропии, зависящая от координаты  $z$  вдоль оси  $C_3$  кристалла.

Скорости магнитной и немагнитной мод звука в образце определяются так:

$$V_x = \sqrt{(C_{44} - \Delta C^{\text{eff}}) / \rho},$$

$$V_y = \sqrt{C_{44} / \rho},$$
(2)

где  $\rho$  - плотность кристалла.

Вектор поляризации необыкновенной волны параллелен оси X, обыкновенной - оси Y. Скорость  $V_x$  магнитной моды зависит от координаты z.

Для расчета амплитуды, как и в [2], применим известный из оптики метод матриц Джонса [4]. Можно представить кристалл толщиной d разбитым на n слоев с постоянной внутри каждого слоя анизотропией. В этом случае связь между входящей и выходящей из m-го слоя волной определится так

$$\begin{pmatrix} u_{Xm}^{\text{out}} \\ u_{Ym}^{\text{out}} \end{pmatrix} = T_m \cdot \begin{pmatrix} u_{Xm}^{\text{in}} \\ u_{Ym}^{\text{in}} \end{pmatrix}.$$
(3)

Отметим еще раз, что в рассматриваемом случае магнитное поле не приложено и намагниченность распределена однородно. Поэтому матрица  $T_m$  определяет только набег фазы в слое и не содержит поворота локальной системы координат, как это было в случае не нулевого поля [2]. Таким образом, матрицу  $T_m$  можно представить так

$$T_m = \begin{pmatrix} \exp[-i\omega \frac{d}{n} V_{Xm}^{-1}] & 0 \\ 0 & \exp[-i\omega \frac{d}{n} V_Y^{-1}] \end{pmatrix},$$
(4)

Применяя (4) последовательно ко всем n слоям, получим следующую связь между амплитудами входящей и выходящей волн

$$\begin{pmatrix} u_X^{\text{out}} \\ u_Y^{\text{out}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \exp(i\omega \frac{d}{n} \sum_m V_{Xm}^{-1}) & 0 \\ 0 & \exp(i\omega d V_Y^{-1}) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} u_X^{\text{in}} \\ u_Y^{\text{in}} \end{pmatrix}.$$
(5)

Здесь и далее начало координат выбрано в центре кристалла. В базисе (X, Y) входящая линейно поляризованная волна на поверхности кристалла записывается следующим образом

$$\begin{pmatrix} u_x^{in} \\ u_y^{in} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u^m \cos \varphi_0 \\ u^m \sin \varphi_0 \end{pmatrix} \quad (6)$$

Здесь  $u^{in} = \exp(i\omega t)$ ,  $\varphi_0$  - угол между поляризациями падающей волны и ее магнитной моды. Используя (5) и (6), мы определяем компоненту  $u_{II}^{out}$  волны на выходе из кристалла с поляризацией, параллельной поляризации падающей волны  $u^{in}$ .

$$\begin{aligned} u_{II}^{out} &= u_x^{out} \cdot \cos \varphi_0 + u_y^{out} \cdot \sin \varphi_0 = \\ &= [\cos(\omega \frac{d}{n} \sum_m V_{Xm}^{-1}) \cos^2 \varphi_0 + \cos(\omega d V_Y^{-1}) \sin^2 \varphi_0] \cos \omega t + \\ &+ [\sin(\omega \frac{d}{n} \sum_m V_{Xm}^{-1}) \cos^2 \varphi_0 + \sin(\omega d V_Y^{-1}) \sin^2 \varphi_0] \sin \omega t \end{aligned} \quad (7)$$

Отсюда получаем искомое выражение для амплитуды

$$A_{II} = \sqrt{1 - 1/2 \sin^2 2\varphi_0 \{1 - \cos[\omega d (\frac{1}{n} \sum_m V_{Xm}^{-1} - V_Y^{-1})]\}}, \quad (8)$$

Формула (8) позволяет определить  $A_{II}(\omega)$ , если задан закон, по которому анизотропия  $a(z)$  убывает вглубь кристалла. Положим

$$a(z) = k_1 + k_2 \cdot |z|. \quad (9)$$

Расчет по формуле (8) с подбором параметров  $k_1$  и  $k_2$  дает теоретическую кривую АЧХ (рис. 1б), наиболее близко соответствующую экспериментальной в рамках предлагаемой модели. Однако эта модель не позволяет интерпретировать экспериментальную особенность кривой АЧХ - ее тонкую структуру (рис. 1а)

Как следует из выражения (8) зависимость  $A(\omega)$  - периодическая, причем период убывает с увеличением толщины кристалла. В связи с этим, для объяснения тонкой структуры можно предположить, что волна в части данного образца проходит путь, значительно больший его толщины за счет многократного переотражения от границ существующих в кристалле блоков. Естественно было бы учесть также, переотражение от поверхности кристалла в области склейки. Однако этого делать не нужно по следующим причинам. Если коэффициент отражения сравнительно мал  $\rho \lesssim 0,8$ , то это не приводит к заметному вкладу в эффект, при большом коэффициенте отражения АЧХ вырождается: явно выраженные максимумы исчезают, кривая представляет собой сплошной шум.

**Амплитудно-частотная характеристика бората железа в процессе магнитного двупреломления поперечного звука**

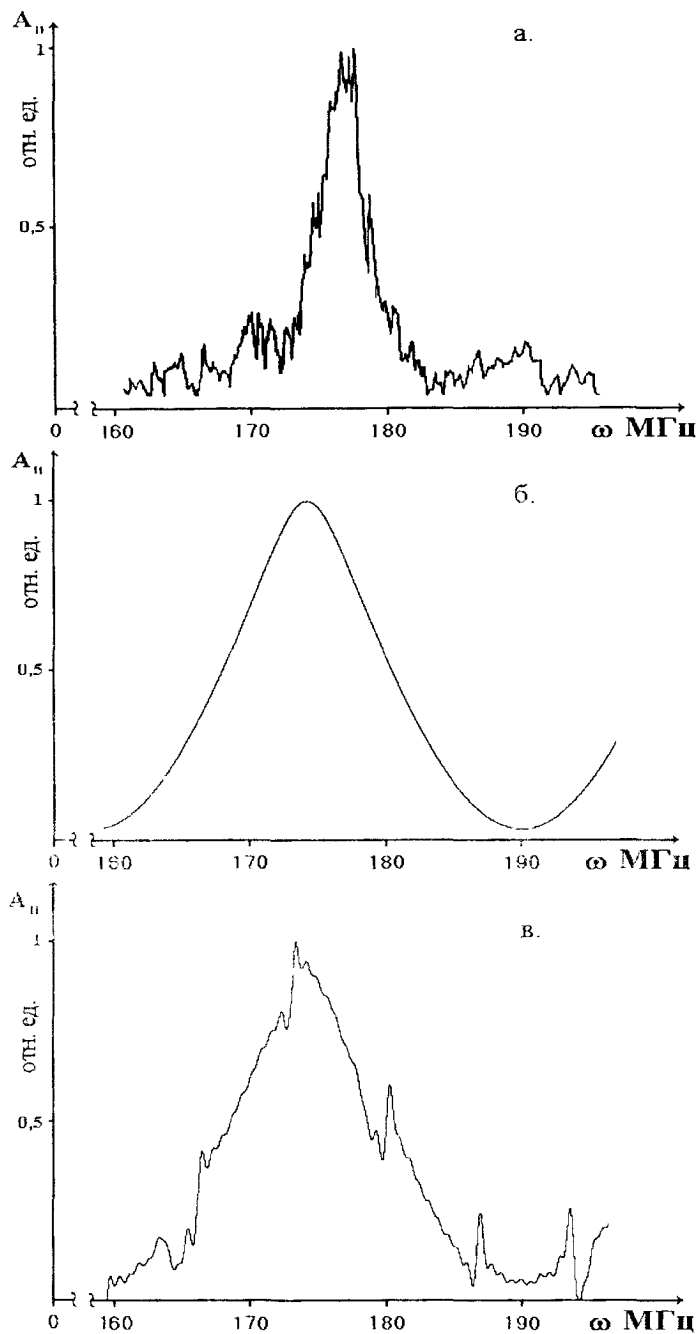


Рис. 1 Зависимость амплитуды прошедшего звука от частоты:

- а. эксперимент;
- б. теория (бездефектный кристалл);
- в. теория (кристалл с блочной структурой).

На рис. 1в приведена расчетная кривая  $A_{II}(\omega)$ , полученная в рамках анизотропной модели [3], дополненной следующими предположениями. В кристалле имеется внутренний блок, параллельный базисной плоскости, площадь которого в этой плоскости составляет лишь часть площади кристалла. Блок отделен границами, обладающими большим коэффициентом отражения. Существующая наведенная магнитная анизотропия в блоке значительно меньше, чем в приповерхностных слоях. Для простоты положим ее равной нулю. В блоке волна испытывает многократное переотражение от его границ, выходя наружу малыми порциями. Интерференция этих выходящих волн и приводит к тонкой структуре.

На выходе из кристалла для волн,  $N$  – кратно прошедшей блок, имеем

$$\begin{pmatrix} \mathbf{u}_{XN}^{\text{out}} \\ \mathbf{u}_{YN}^{\text{out}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \exp\{i\omega\left[\frac{d}{n} \cdot \left(\sum_{m=1}^{B_1} V_{Xm}^{-1} + \sum_{m=n-B_2}^n V_{Xm}^{-1}\right) + \frac{Nd_B}{V_{XB}}\right]\} & 0 \\ 0 & \exp\left\{i\omega \frac{[d+d_B(N-1)]}{V_Y}\right\} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \mathbf{u}_X^{\text{in}} \\ \mathbf{u}_Y^{\text{in}} \end{pmatrix}, \quad (10)$$

где  $B_1$  и  $B_2$  – номера граничащих с внутренним блоком слоев,  $d_B$  - толщина блока.

Компонента волны  $\mathbf{u}_{i1}^{\text{out}}$  с поляризацией, параллельной поляризации входящей волны  $\mathbf{u}^{\text{in}} = e^{i\omega t}$ , определяется выражением

$$\mathbf{u}_{II}^{\text{out}} = [S_B \sum_N k_N \mathbf{u}_{XN}^{\text{out}} + (1-S_B) \mathbf{u}_X^{\text{out}}] \cos \varphi_0 + [S_B \sum_N k_N \mathbf{u}_{YN}^{\text{out}} + (1-S_B) \mathbf{u}_Y^{\text{out}}] \sin \varphi_0. \quad (11)$$

где  $S_B$  - доля площади кристалла с блоком,  $\rho$  - коэффициент отражения,  $k_N = (1-\rho)^2 \rho^{N-1}$ .

Расчет амплитуды волны (11) с оптимизацией параметров  $S_B$  и  $\rho$  приводит к теоретической кривой (рис. 1в), обладающей тонкой структурой. Некоторое уширение теоретической кривой по сравнению с экспериментальной (ср. рис. 1а и 1в) связано, видимо, с тем, что мы не учли реальную полосу пропускания пьезопреобразователей и взяли ее по существу неограниченной.

### Список литературы

1. А.П. Королюк, В.В. Тараканов, В.Н. Хижный, В.Н. Селезнев, М.Б. Стругацкий. //ФНТ – 1996. – Т.22, вып.8, – С.824 - 827.
2. Ю.И. Мицай, К.М. Скибилский, М.Б. Стругацкий, В.В. Тараканов. //ФТГ. – 1997. –Т.39, №5, – С. 901-904.
3. Е.А. Туров. //ЖЭТФ – 1987. – Т.92, вып. 5, – С. 1886 - 1892.
4. М. Аззам, Н. Башара. Эллипсометрия и поляризованный свет. М., 1981. – 583 с.

Статья поступила в редакцию 02.04.2001 г.