

## О ПРИРОДЕ ОСОБЕННОСТЕЙ МАГНИТОАКУСТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В БОРАТЕ ЖЕЛЕЗА

Стругацкий М. Б., к.ф.-м.н., доцент, Скибинский К. М., аспирант

В работах [1,2] (рис. 1b) и [3] (рис. 1a, 1c) исследовался магнитоакустический эффект в борате железа. Суть явления состоит в следующем [4]: при распространении поперечного звука вдоль оси третьего порядка кристалла одна из линейно поляризованных мод не взаимодействует с магнитной подсистемой (немагнитная мода), вторая – весьма существенно взаимодействует с ней (магнитная мода). Это взаимодействие определяется добавками к модулю упругости, которые возникают, в том числе, и из-за магнитоэлектрических слагаемых типа  $\lambda_i \mu_j \nu_k$  в термодинамическом потенциале кристалла. Скорость звука магнитной моды зависит от магнитного поля, что приводит к сдвигу фаз между модами. В результате магнитного двупреломления линейно поляризованная акустическая волна на входе в кристалл преобразуется в эллиптически поляризованную на выходе. Осцилляции эллиптичности, возникающие при изменении  $H$ , приводят к осцилляциям амплитуды звука, регистрируемым приемным пьезоэлементом. Такие осцилляции звука в антиферромагнетике получили название осцилляций Гакеля – Турова (ОГТ) по имени их первых исследователей.

Кривые ОГТ для бората железа [1,2] имеют ряд особенностей, не укладывающихся в теорию Турова [4]. Одна из этих особенностей видна из сравнения экспериментальной (рис. 1b) и теоретической [3] (рис. 1a) кривых. Эти кривые существенно различны. В соответствии с теорией амплитуда ОГТ не должна зависеть от магнитного поля  $H$  и ее период должен быть значительно меньше, чем в эксперименте. Как следует из работы [3] экспериментальная кривая может быть описана в рамках следующей модели. На поверхности кристалла существуют экспериментальные граничные условия, которые ведут к неоднородным деформациям образца. Эти деформации, в свою очередь, вызывают неоднородную магнитную анизотропию в базисной плоскости. Таким образом, под воздействием внешнего магнитного поля намагниченность распределяется в кристалле неоднородно. В рамках этой модели удалось довольно хорошо объяснить эксперимент [3] (рис. 1c). Теория же Турова описывает однородный изотропный кристалл.

Вторая особенность состоит в существовании тонкой структуры ОГТ для бората железа [2] (рис. 2). Дело в том, что кривая ОГТ на рис.1b приведена после фильтрации наблюдавшихся в эксперименте шумов. Амплитуда шумов на порядок меньше амплитуды основного сигнала. Отметим, что этот шум не является шумом в истинном смысле слова, поскольку остановка протяжки магнитного поля сопровождается его исчезновением, а повторные записи  $\Delta A(H)$  коррелируют между собой. Речь, таким образом, идет о тонкой структуре кривой ОГТ.

В качестве возможных механизмов тонкой структуры мы в первую очередь рассмотрели влияние на ОГТ пьезомагнитных слагаемых  $\lambda_i \mu_j \nu_k$ , однако, их учет в термодинамическом потенциале не позволил получить “шум”. К “шуму” не приводит, также, и акустический эффект Фарадея, предполагающий небольшой в случае бората железа выход магнитных векторов из базисной плоскости кристалла.

Интересной, с нашей точки зрения, является модель, где предполагается, что волна в кристалле проходит путь значительно больший его толщины. Дело в том, что, как следует из [3] и [4], увеличение длины пути приводит к уменьшению периода ОГТ. Путь, проходимый волной в кристалле, может существенно увеличиться из-за переотражений от неоднородностей. В этом случае на выходе из кристалла будет наблюдаться суперпозиция акустических волн, испытавших разное число переотражений. Неоднородности могут иметь, например, следующее происхождение:

а) ослабление акустического контакта между кристаллом и пьезопреобразователем на части контактирующих поверхностей;

б) внутренние границы в кристалле, связанные с нарушением кристаллической структуры;

в) наличие доменных границ, которые могут возникать из-за ориентационного перехода в кристалле с неоднородной анизотропией.

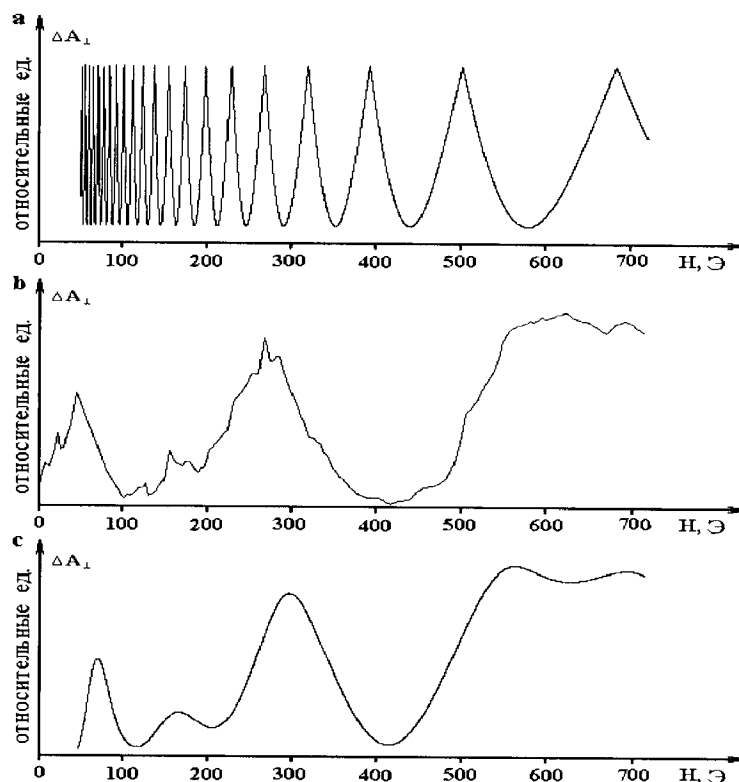


Рис. 1. Кривые зависимости амплитуды  $\Delta A_{\perp}$  гиперзвука от магнитного поля  $H$  (ОГТ) для бората железа.

а) теория Турова, изотропная модель [3]; б) эксперимент [1,2]; в) теория, анизотропная модель [3].

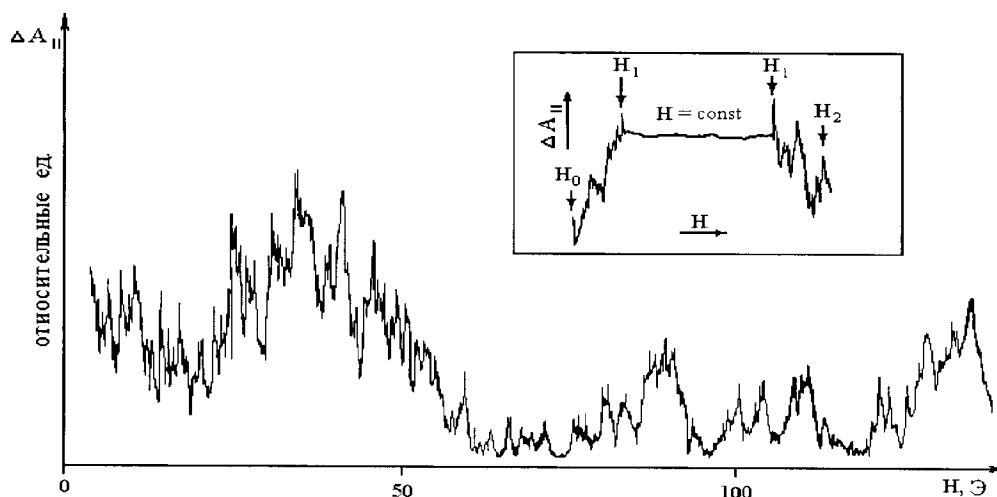


Рис. 2. Тонкая структура кривой зависимости амплитуды гиперзвука от магнитного поля, эксперимент [1,2]

На рис. 3 приведена расчетная кривая, полученная с учетом неоднородностей типа (а). Расчет проводился в рамках анизотропной модели [3], которая в нашем случае была дополнена следующими предположениями. Контактующая с пьезодатчиком поверхность кристалла состоит из двух частей, одна из которых обладает хорошим механическим контактом, другая – нет. Ослабление акустического контакта может быть, например, результатом нарушения склейки в процессе понижения температуры (эксперимент проходил при 77 К). В области кристалла с ослабленным контактом анизотропия существенно меньше, коэффициент отражения, напротив, весьма велик. Это приводит к тому, что попавшая внутрь кристалла волна будет испытывать многократные переотражения от его поверхностей и выходить наружу малыми порциями. Таким образом, волна на выходе является результатом интерференции многочисленных волн, уменьшающихся по амплитуде и сдвинутых по фазе. Следовательно, добавка в основную кривую от области кристалла с ослабленным контактом должна дать быстро осциллирующий, из-за большой длины пути, но малый по амплитуде, из-за большого коэффициента отражения, вклад в основную кривую. Действительно, расчетная кривая на рис. 3 обладает тонкой структурой.

Сравнение расчетных “шумов” (рис. 3) с экспериментальной кривой (рис. 2), показывает качественное согласие теории с экспериментом, что дает право на существование предлагаемой модели. Отметим еще, что в эксперименте “шумы” практически исчезают в полях свыше 200 Э, что тоже достаточно хорошо согласуется с расчетом (рис. 3).

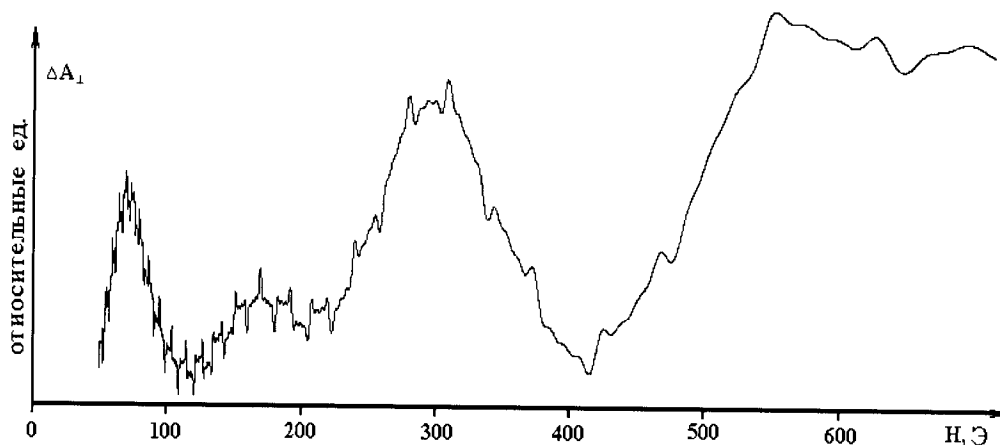


Рис. 3. Теоретическая кривая ОГТ с учетом “шумов”.  $S_1/S_2 = 7/3$ ;  $k_1 = 0,85$ ;  $k_2 = 0$ ; где  $S_1/S_2$  - отношение площадей контактирующих поверхностей кристалла:  $S_1$  - с нормальным контактом,  $S_2$  - с ослабленным контактом; коэффициент отражения:  $k_1$  - в области нормального контакта,  $k_2$  - в области ослабленного контакта;

#### Литература

1. Khizhnyi V.I., Korolyuk A.P., Tarakanov V.V., Strugatsky M.B., Magnetoacoustic oscillation at a geometry of Cotton-Mouton effect in  $FeBO_3$  single crystal. //Proc. XX Int. Conf. on Low Temp. Physics. Oregon. USA V. 2, PG-6 (1993).
2. Королук А.П., Тараканов В.В., Хижный В.Н., Селезнев В.Н., Стругацкий М.Б., Магнитоакустические осцилляции в антиферромагнетике  $FeBO_3$ , ФНТ 22, 8, 824 (1996).
3. Мицай Ю.Н., Скибинский К.М., Стругацкий М.Б., Тараканов В.В., Эффекты линейного магнитоакустического двулучепреломления в  $FeBO_3$ , ФТТ 39, 5, 901 (1997).
4. Туров Е.А., Акустический эффект Коттона-Мутона в антиферромагнетиках, ЖЭТФ 96, 6, 2140 (1989).