

НЕЛИНЕЙНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МАГНИТОАКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В ОРТОФЕРРИТЕ ИТТРИЯ

Б.А.Зон¹⁾, Г.В.Пахомов

Воронежский государственный университет
394026 Воронеж, Россия

Поступила в редакцию 11 ноября 1999 г.

При лазерном возбуждении звука в пластинах YFeO_3 обнаружено явление перекачки энергии (как монотонное, так и осциллирующее) между основной и высшими гармониками стоячих звуковых волн. Аналогичное явление для бегущих световых волн известно в нелинейной оптике.

PACS: 43.25.+y, 43.35.+d, 75.50.Gg

Магнитоупругое взаимодействие в слабых ферромагнетиках приводит к эффективному акустическому ангармонизму, на несколько порядков превышающему собственный ангармонизм кристалла. Это было отмечено в работе [1] и экспериментально подтверждено наблюдением простейших нелинейных эффектов: генерации второй звуковой гармоники и детектирования в гематите [2, 3] и ортоферрите тулия в области спиновой переориентации [4]. Поэтому слабые ферромагнетики привлекательны для наблюдения нелинейных акустических эффектов. Если же для возбуждения звука применять мощные лазерные импульсы, то возможно наблюдение и более сложных нелинейных эффектов, чем исследованных в [2–4]. Именно такая методика использовалась в данной работе.

Источником возбуждения звука служило лазерное излучение с длиной волны 1.064 мкм, длительностью импульса 15 нс и энергией в импульсе до 0.03 Дж. Диаметр лазерного пучка составлял 1.5 мм. Импульсное лазерное излучение, падая на пластину магнитного кристалла, приводит к возникновению в ней весьма больших ($> 10^{-4}$) деформаций, трансформирующихся затем в стоячую акустическую волну. Упругие колебания, благодаря магнитоупругим и пьезомагнитным взаимодействиям, приводят к соответствующим осцилляциям намагниченности кристалла, которые регистрировались индукционным способом – с помощью плоской катушки диаметром 3.5 мм, состоящей из 3–10 витков и расположенной непосредственно на поверхности образца. Излучение лазера проходило по центру катушки, не задевая ее витков. Такое расположение катушки позволяет регистрировать производную по времени от изменения намагниченности ΔM в направлении оси z , перпендикулярной поверхности кристалла. Подобная методика использовалась нами ранее при наблюдении обратного эффекта Коттона – Мутона [5].

Образцы монокристаллов ортоферрита иттрия представляли собой плоскопараллельные пластины, вырезанные перпендикулярно оси [001] и перпендикулярно оптической оси с толщинами $L=0.055 \dots 0.96$ мм и площадью основания $S \approx 0.5$ см². Пластины помещались во внешнее магнитное поле, перпендикулярное плоскости кристалла, напряженность которого $H \approx 500$ Э была достаточна для насыщения намагниченности. Излучение падало на образцы перпендикулярно их поверхности. Все измерения проводились при комнатной температуре.

¹⁾ e-mail: zon@niif.vsu.ru

Сигнал с катушки, регистрируемый после усиления на экране осциллографа, состоял из двух частей: начального импульса, соответствующего по форме и длительности лазерному, и осциллирующей части, связанной со стоячей звуковой волной. Начальный импульс подробно анализировался в работе [6], и здесь мы ограничимся лишь двумя замечаниями. Во-первых, в пластине, играющей роль акустического резонатора, могут существовать как продольные, так и поперечные звуковые волны. Для образцов с ориентацией (001) данной методикой может быть зарегистрировано изменение намагниченности, связанное преимущественно с продольными деформациями, тогда как при ориентации кристаллов перпендикулярно оптической оси изменение намагниченности связано как с продольными, так и с поперечными деформациями [6]. Во-вторых, при одинаковом по толщине образца потокоцеплении с измерительной катушкой суммарный поток магнитной индукции будет отсутствовать для стоячих волн с четными номерами гармоник. Это обстоятельство связано также с одинаковыми граничными условиями на передней и задней поверхностях пластины (в нашем случае обе эти поверхности можно считать свободными). Вклад четных гармоник в наблюдаемый сигнал возможен лишь при толщине пластины, сравнимой с радиусом катушки.

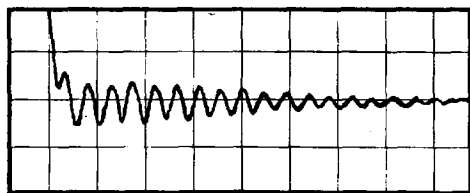


Рис.1. Магнитоакустические колебания в пластине толщиной 0.088 мм. Развертка 50 нс/дел



Рис.2. Магнитоакустические колебания в пластине толщиной 0.96 мм. Развертка 500 нс/дел

Обратимся к анализу осциллирующей части сигнала. Для тестовых измерений использовались пластины малой толщины ($L=0.055, 0.135$ мм, вырезанные перпендикулярно оси [001], и $L=0.088, 0.117$ мм, вырезанные перпендикулярно оптической оси), в которых эффективно возбуждается лишь основная акустическая мода. В этом нетрудно убедиться, если учесть, что для кристалла YFeO_3 при используемой нами оптической длине волны коэффициент поглощения составляет $\approx 80 \text{ см}^{-1}$. Как видно из рис.1, сигнал в данном случае имеет вид синусоиды. Отсюда следует также, что волны, распространяющиеся параллельно поверхности пластины (объемные и поверхностные), не дают заметного вклада в наблюдаемый сигнал. Численные оценки скоростей акустических волн $v = 2L/T$, где T – период синусоиды, дали для направления [001] величину $v \approx (7 \pm 0.4) \cdot 10^5 \text{ см/с}$, а для направления вдоль оптической оси – величину $v \approx (7.8 \pm 0.4) \cdot 10^5 \text{ см/с}$, что соответствует скоростям продольных акустических волн в кристалле YFeO_3 в данных направлениях [7, 8].

Для пластин с толщинами $L = 0.745, 0.80, 0.96$ мм (вырезанных перпендикулярно оптической оси) с заметными весами возбуждается несколько акустических гармоник. В результате регистрируемый сигнал носит сложный характер, что иллюстрируется осциллограммой, представленной на рис.2. Как видно, после начальных нелинейных искажений сигнал приобретает почти регулярный вид монохроматических колебаний с частотой, примерно в 3 раза превышающей частоту осцилляций на начальном участке осциллограммы: наблюдается монотонная перекачка энергии из

основной акустической гармонике в 3-ю гармонику (повторим, что четные гармоники используемой здесь методикой не регистрируются). Такое поведение качественно верно описывается теорией нелинейного взаимодействия конечного числа гармоник, изложенной в [9, 10]. В нашем случае этот эффект может быть связан как с нелинейным взаимодействием основной и второй гармоник поперечного звука, так и с нелинейным взаимодействием основных гармоник продольного и поперечного звука. В акустике подобный эффект наблюдался в работе [11] как монотонное уменьшение отношения интенсивностей основной гармонике на выходе и входе в кристалле MgO.

Оценка скорости волн на финишном участке осциллограммы приводит к значению $v \approx (4 \pm 0.2) \cdot 10^5$ см/с, а на начальном участке – к значению $v \approx (4.4 \pm 0.2) \times 10^5$ см/с, что достаточно близко к значению скорости поперечных акустических волн [7, 8].

Наибольший интерес, с нашей точки зрения, представляет сигнал, полученный для пластины с толщиной $L = 0.58$ мм, вырезанной перпендикулярно оптической оси, и представленный на рис.3. Как видно, сигнал представляет собой чередующиеся колебания с высокой и низкой частотой. Единственная возможная интерпретация такого сигнала – периодическая перекачка акустической энергии между основной и высшими гармониками. Период перекачки составил $T \approx 6$ мкс.

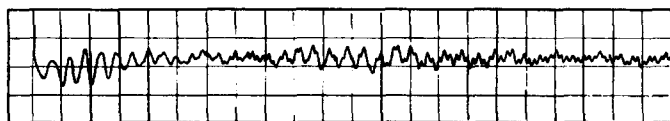


Рис.3. Магнитоакустические колебания в пластине толщиной 0.58 мм. Развертка 500 нс/дел

Теоретический анализ показывает [12], что нелинейное взаимодействие, ответственное за перекачку энергии, как монотонную, представленную на рис.2, так и осциллирующую, представленную на рис.3, обусловлено взаимодействием разных звуковых мод. Как известно, в кристаллах в данном направлении возможно распространение, кроме продольного, двух мод поперечного звука, различающихся поляризацией колебаний и имеющих, вообще говоря, разные скорости. Малое, но тем не менее измеримое различие скоростей звука на начальном и финишном участках осциллограммы на рис.2, которое не может быть связано с частотной дисперсией, подтверждает именно эту интерпретацию: нелинейные эффекты обусловлены взаимодействием гармоник, принадлежащих разным модам. Характер перекачки энергии – монотонный либо осциллирующий – зависит от разности скоростей звука разных поляризаций и относительных весов основной и высших гармоник в момент возбуждения. Эти факты могут привести к наблюдаемым на рис.2 и 3 различиям в характере перекачки энергии, поскольку пластины с толщинами 0.96 и 0.58 мм могли иметь также малую неконтролируемую разность в ориентациях.

Явление периодической перекачки энергии между оптическими гармониками известно для бегущих электромагнитных волн в нелинейной оптике [9]. Различие здесь состоит лишь в том, что в оптике речь идет о пространственном периодическом изменении энергии бегущих волн, а в данной акустической задаче – о временном периодическом изменении энергии стоячих волн.

К сожалению, малый диапазон изменения интенсивности лазерного излучения, ограниченный величиной отношения сигнал/шум, с одной стороны, и порогом раз-

рушения кристалла, с другой стороны, не позволил измерить зависимость характера перекачки энергии между акустическими модами от мощности звука.

Авторы выражают глубокую благодарность проф. N. Bloembergen и проф. О.В. Руденко за проявленный интерес к работе и полезные замечания, Д.Л. Дорофееву, А.А. Кривченковой и В.Я. Купершмидту за многочисленные плодотворные обсуждения.

-
1. В.И. Ожогин, В.Л. Преображенский, ЖЭТФ **73**, 988 (1977).
 2. В.И. Ожогин, А.Ю. Лебедев, А.Ю. Якубовский, Письма в ЖЭТФ **27**, 333 (1978).
 3. В.В. Бережнов, Н.Н. Евтихийев, В.Л. Преображенский, Н.А. Экономов, Акуст. ж. **26**, 328 (1980).
 4. А.Ю. Лебедев, В.И. Ожогин, В.Л. Сафонов, А.Ю. Якубовский, ЖЭТФ **85**, 1059 (1983).
 5. Б.А. Зон, В.Я. Купершмидт, Г.В. Пахомов, Т.Т. Уразбаев, Письма в ЖЭТФ **45**, 219 (1987).
 6. А.М. Балбашов, Б.А. Зон, В.Я. Купершмидт и др., ФТТ **29**, 1297 (1987).
 7. С.Н. Tsang and R.L. White, AIP Conf. Proc. **24**, 749 (1975).
 8. В.Г. Варьяхтар, Б.А. Иванов, М.В. Четкин, УФН **146**, 417 (1985).
 9. N. Bloembergen, *Nonlinear Optics*, chap.4, W.A. Benjamins Inc., New York - Amsterdam, 1965. Перевод: Н.Бломберген, *Нелинейная оптика*, гл.4, М.: Мир, 1966.
 10. О.В. Руденко, С.И. Солян, *Теоретические основы нелинейной акустики*, гл. V, М.: Наука, 1975.
 11. N.S. Shiren, Appl. Phys. Lett. **4**, 82 (1964).
 12. Д.Л. Дорофеев, Б.А. Зон, А.А. Кривченкова, Г.В. Пахомов, *Нелинейная акустика твердого тела*, сб. трудов VIII сессии Российского акустического общества, Н.Новгород, 1998, с. 197.