

образца постоянным полем, превышающим в несколько раз по напряженности переменное поле.

Совокупность перечисленных фактов дает основание считать, что причиной наблюдаемых явлений являются резонансно возбуждаемые магнитоупругие колебания. Собственная частота порядка  $f_0$  характерна для колебаний мембранного типа кристаллов  $\text{FeVO}_3$  с поперечными размерами  $\sim 5$  мм [8].

Форма резонансных пиков, гистерезис (рис. 1), а также пороговый характер возбуждения колебаний от величины магнитного поля указывают на нелинейность возникающих колебаний.

Аналогичные резонансы с амплитудой порядка 100 % наблюдались нами в ядерном и магнитном рассеянии нейтронов этим же кристаллом  $\text{FeVO}_3$ , их следует ожидать также и при использовании других видов излучения (мессбауэровского, синхротронного и т. д.).

Можно надеяться, что эксперименты по рентгеновской и нейтронной магнитоакустике, подобные описанным, позволят получить более детальную информацию по сравнению с существующими методами о колебаниях ядерной и спиновой подсистем кристалла и откроют новые возможности применения дифракционных методов.

Авторы благодарят Г. В. Смирнова, Ю. В. Швыдько, М. В. Зелепухина за предоставление кристалла, С. Ш. Шильштейна, И. Р. Энтина, В. Г. Кона за полезные обсуждения и ценные замечания, А. Б. Тюгина за помощь в проведении экспериментов.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Энтин И. Р. // Письма в ЖЭТФ. 1977. Т. 26. № 5. С. 392—395.
- [2] Parkinson T. F., Gurmen E., Loyalka S. K., Muhlestein L. D. // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. N 5. P. 2021—2026.
- [3] Kotrobova M., Kadeckova S., Novak J., Bradler J., Smirnov G. V., Shvydko Yu. V. // J. Cryst. Growth. 1975. V. 71. N 3. P. 607—614.
- [4] Квардаков В. В., Зелепухин М. В., Соменков В. А., Шильштейн С. Ш. // ВАНТ, сер. общей и ядерной физ. 1988. В. 2 (42). С. 137.
- [5] Kolotov O. S., Pogochev V. A., Telesnin R. V., Smirnov G. V., Shvydko Yu. V., Kotrobova M., Kadeckova S., Novak J. // Phys. St. Sol. (a). 1982. V. 72. N 2. P. K197—K201.
- [6] Seavey M. H. // Sol. St. Comm. 1972. V. 10. N 2. P. 219—223.
- [7] Ожогин В. И., Преображенский В. Л. // ЖЭТФ. 1977. Т. 73. № 3 (9). С. 988—1000.
- [8] Колотов О. С., Погожев В. А., Смирнов Г. В., Швыдько Ю. В. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 8. С. 2548—2549.

Институт атомной энергии  
им. И. В. Курчатова  
Москва

Поступило в Редакцию  
22 августа 1988 г.

УДК 534.23/24 : 537.226.86 : 548.232.5

Физика твердого тела, том 31, в. 4, 1989  
Solid State Physics, vol. 31, № 4, 1989

## НАБЛЮДЕНИЕ НА МИКРОВОЛНАХ ЭЛЕКТРОАКУСТИЧЕСКОГО ЭХА В КЕРАМИКЕ КРЕМНЕЗЕМА

А. А. Антипин, Г. Р. Булка, И. А. Грозов, С. Б. Орлинский,  
Р. М. Рахматуллин

В настоящее время в связи с разработками гелевых технологий синтеза веществ уделяется значительное внимание исследованиям структуры и свойств частиц размером  $10-10^3$  Å. С этой целью ведется поиск адекват-

ных экспериментальных методов, обладающих высоким разрешением. Одним из таких методов может оказаться электроакустическое эхо (ЭАЭ) на микроволнах. Эффект ЭАЭ обнаружен авторами работ [1, 2] в сегнетоэлектриках на радиочастотах. В дальнейшем были выполнены детальные исследования ЭАЭ в порошках сегнето- и пьезоэлектриков [3-5]. Опыты с крупными монокристаллами сегнетоэлектриков на микроволнах [6] привели к обнаружению поляризационного эха от бегущих объемных гиперзвуковых волн. ЭАЭ в монокристаллических керамических материалах не изучалось. Известно [4, 7], что амплитуда эха в порошках резко возрастает, когда половина длины волны звука равна характерному размеру пьезочастиц  $b$ . На основании этого и при выполнении некоторых других условий можно ожидать, что на СВЧ частотах диапазона  $(3-300) \cdot 10^2$  ГГц ЭАЭ будет наблюдаться в твердых дисперсных системах с соответствующими размерами  $b \sim 10^4 \div 10^2$  Å активных микрокристаллов.

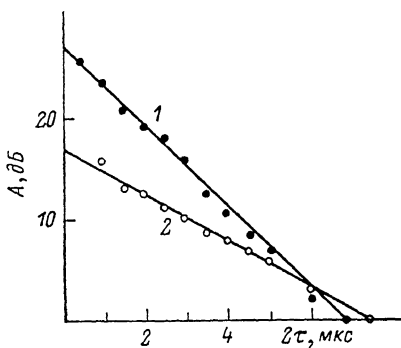


Рис. 1. Кинетика фазовой релаксации ЭАЭ в керамике кремнезема.

$T=2.2$  К,  $\nu_0=9.4$  ГГц. 1 —  $A=A_0 \exp(-2\tau/2.2)$ , образец I; 2 —  $A=A_0 \exp(-2\tau/3.8)$ , образец II. Среда — газообразный гелий-4.

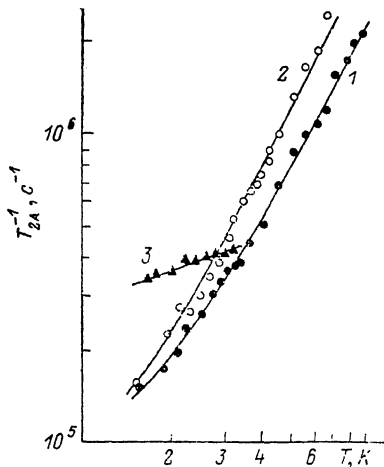


Рис. 2. Температурные зависимости скорости фазовой релаксации ЭАЭ в керамике  $\text{SiO}_2$ .

1, 3 — образец I; 2 — образец II. 1, 2 — в газообразном гелии; 3 — в жидком гелии. Сплошные линии: 1 —  $T_{2A}^{-1} = 6.4 \cdot 10^4 T^{1/2} + 2.8 \cdot 10^7 T^2$ , 2 —  $T_{2A}^{-1} = 4.0 \cdot 10^4 T^{1/2} + 4.6 \cdot 10^7 T^2$ , 3 —  $T_{2A}^{-1} = 2.9 \cdot 10^5 T^{1/2}$ .

В качестве объекта исследований нами была выбрана природная керамика кремнезема из семейства халцедонов. Опыты проведены с двумя образцами. Образец I: непрозрачный в видимом свете, белого цвета, с плотностью  $\rho = 2.58 \pm 0.01$  г/см<sup>3</sup> и объемом  $5 \times 4 \times 4$  мм. Образец II:  $\rho = 2.59 \pm 0.01$  г/см<sup>3</sup>, по пропусканию видимого света соответствует матовому стеклу, окраска желтоватого цвета, объем  $6 \times 4 \times 2$  мм, микротвердость  $1.4 \cdot 10^3$  кгс/мм<sup>2</sup>.

Дифрактограммы обеих керамик имеют линии  $\alpha$ -кварца и показывают, что оси кристаллитов разориентированы. Микрофотографии с усилением  $\times 2.2 \cdot 10^4$  выявили следующее: образец I представляет собой систему с большим разбросом размеров микрокристаллов кварца ( $3 \cdot 10^3$  Å  $\leq b \leq 2 \cdot 10^4$  Å); образец II отличается более однородной архитектурой и имеет средний размер частиц  $b \sim 2 \cdot 10^3$  Å.

Эксперименты выполнялись на спектрометре с рабочей частотой  $\nu_0 = 9.4$  ГГц в диапазоне температур  $T = 1.5 \div 10$  К. Магнетронный передатчик позволял формировать последовательность двух или трех СВЧ импульсов длительностью 50 нс и мощностью 1 кВт. В приборе использован приемник на лампах бегущей волны с разрешением  $10^{-7}$  с.

Мощные сигналы эха после подачи двух СВЧ импульсов обнаружены

в обоих образцах при  $T=4.2$  К на интервалах  $2\tau$  (где  $\tau$  — задержка между импульсами). Перемещение образцов в прямоугольном резонаторе из магнитного в электрическое микроволновое поле увеличивало амплитуду отклика на 20 дБ. Кинетика спада  $2\tau$ -эха (рис. 1) имеет монотонный характер и подчиняется закономерности  $A=A_0 \exp(-2\tau/T_{2A})$ , где  $T_{2A}$  — время фазовой памяти. Зависимость  $A_0$  генерируемых эхо-сигналов от пиковой амплитуды СВЧ импульсов ( $E_1=E_2=E$ ) подчиняется соотношению  $A_0 \sim E^{1.6}$  и не имеет оптимума. Стимулированное трехимпульсное эхо не обнаружено. В аморфном  $\text{SiO}_2$  (оптическое кварцевое стекло, благородные опалы) никаких сигналов эха в данных экспериментальных условиях не наблюдалось. Поскольку изучаемая керамика обладает развитой поверхностью пор, то зависимости  $T_{2A}(T)$  исследовались в среде как жидкого, так и газообразного гелия. Результаты интерпретированы суммой двух релаксационных процессов  $T_{2A}^{-1}=BT^{1/2}+CT^2$  (рис. 2). Первый процесс зависит от соотношения акустических импедансов контактирующих сред и доминирует при заполнении пор жидким гелием. Второй процесс определяется внутренним затуханием гиперзвука в сетке микрокристаллов керамики и может быть обусловлен, например, фонон-фононными взаимодействиями. В последнем случае представляет особый интерес получить экспериментальную зависимость  $C(\nu)$ . Основываясь только на полученных экспериментальных фактах, трудно указать нелинейный механизм, ответственный за генерацию ЭАЭ в изученных керамиках. Для величины напряжения  $2\tau$ -эха в модели невзаимодействующих ангармонических осцилляторов получено соотношение [3]

$$V \sim c_4 Q E_1 E_2^2 f_1(k) f_2(b) \exp(-2\tau/T_{2A}) [1 - \exp(-2\tau/T_{2A})], \quad (1)$$

где  $c_4$  — ангармонический коэффициент четвертого порядка;  $Q = \pi \nu_0 T_{2A}$  — акустическая добротность микрокристаллов;  $k$  — коэффициент электромеханической связи. Наши данные по кинетике сигналов и амплитудным характеристикам  $2\tau$ -эха не подчиняются соответствующим зависимостям, следующим из (1). Кроме того, в керамике не наблюдается ни стимулированное эхо, ни «мультиплетное» эхо  $m\tau$  ( $m > 2$ ), хотя оба эти эффекта следуют из модели невзаимодействующих ангармонических осцилляторов [3]. Таким образом, полное объяснение ЭАЭ в пьезоактивной керамике требует построения соответствующей теории. На основании проведенных опытов и анализа результатов обнаруженное эхо можно идентифицировать как ЭАЭ квазистоячих гиперзвуковых волн в системе связанных ангармонических осцилляторов. Возможность наблюдения ЭАЭ в кремнеземах связана, по-видимому, с удивительно большой добротностью ( $Q \sim 10^5$ ) микрокристаллов  $\alpha$ -кварца и близостью их размеров к резонансным для данной частоты  $\nu_0$ .

Опыты показали, что керамика кремнезема может быть модельным объектом для экспериментальных и теоретических исследований ЭАЭ. Вероятно, методом ЭАЭ на микроволнах можно получить существенную информацию о размерных эффектах [8] в стеклах, активированных пьезокристаллами, а также о структуре пор в керамике на основе эффектов, описанных в [9].

Авторы благодарны Б. З. Малкину и В. М. Винокурову за интерес к данной работе, а также О. Е. Минько, И. В. Ясонову и В. И. Шленкину за помощь в экспериментах.

#### Список литературы

- [1] Попов С. Н., Крайник Н. Н. // ФТТ. 1970. Т. 12. № 10. С. 3022—3027.
- [2] Кессель А. Р., Сафин И. А., Гольдман А. М. // ФТТ. 1970. Т. 12. № 10. С. 3070—3072.
- [3] Fossheim K., Kajimura K., Kazyaka T. G., Melcher R. L. Shiren N. S. // Phys. Rev. B. 1978. V. 17. N 3. P. 964—997.
- [4] Korpel A., Chatterjee M. // Proc. IEEE. 1981. V. 69. N 12. P. 1539—1556.
- [5] Копвиллем У. Х., Пранц С. В. Поляризационное эхо. М.: Наука, 1985. 189 с.

- [6] Копвиллем У. Х., Смоляков Б. П., Шарипов Р. З. // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 13. № 10. С. 558—560.  
 [7] Крайник Н. Н., Леманов В. В., Попов С. Н., Смоленский Г. А. // ФТТ. 1975. Т. 17. № 8. С. 2462—2464.  
 [8] Екимов А. И., Онущенко А. А. // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 34. № 6. С. 363—366.  
 [9] Warner K. L., Beamish J. R. // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. N 10. P. 5698—5701.

Казанский государственный университет  
 им. В. И. Ульянова—Ленина  
 Казань

Поступило в Редакцию  
 22 августа 1988 г.

УДК 537.312.62

Физика твердого тела, том 31, в. 4, 1989  
 Solid State Physics, vol. 31, № 4, 1989

## АНИЗОТРОПИЯ ИК СПЕКТРОВ ОТРАЖЕНИЯ МОНОДОМЕННОЙ ОБЛАСТИ МОНОКРИСТАЛЛА $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$

А. В. Баженов, В. К. Власко-Власов, М. В. Инденбом

Исследования 1—2—3 монокристаллов ВТСП позволили выявить связанное с анизотропией кристаллической решетки различие их физических свойств (проводимости [1], критических тока [2] и магнитного поля [3], отражения и пропускания света [4]) в направлении оси  $c$  [001] и по нормали к ней. В то же время изучение анизотропии в самой базисной плоскости ( $a$ ,  $b$ ) сталкивается со значительными трудностями из-за наличия в редкоземельных купратах развитой двойниковой структуры. При макроскопических исследованиях анизотропия усредняется по доменной структуре и измеряемые характеристики оказываются изотропными [5].

В последнее время появился ряд сообщений [6—8] об анизотропии оптических свойств в базисной плоскости, которую удалось выявить в отдельных доменах достаточно большого размера в видимом диапазоне спектра. На основе анализа изменений поляризации света при отражении от различных граней монокристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  в [8] было установлено, что в области 1.6—2.5 эВ оптическая проводимость  $\sigma$  вдоль оси  $b$ , параллельной цепочкам  $\text{Cu—O}$ , существенно превышает  $\sigma$  вдоль  $c$  и  $a$ . Подобная аномальная оптическая проводимость может быть обусловлена повышенной электрической проводимостью квазиодномерного типа вдоль цепочек  $\text{Cu—O}$ . Поскольку при  $\hbar\omega \geq 0.5$  эВ оптические свойства  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  в значительной степени определяются межзонными электронными переходами [9], а плазменный край  $\sim 1.5$  эВ [5], для проверки данного предположения необходимы оптические исследования в таком спектральном диапазоне, где свободные носители дают доминирующий вклад в формирование оптических характеристик. В соответствии с [9] в иттриевом купрате эта область  $\hbar\omega \leq 0.5$  эВ. Поэтому целью настоящей работы было исследование анизотропии ИК спектров отражения и интегрального пропускания линейно-поляризованного света в свободных от двойников областях на плоскости  $ab$  сверхпроводящих монокристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  в диапазоне 0.07—0.62 эВ. Следует отметить, что исследование анизотропии ИК отражения от базисной плоскости было ранее выполнено на  $\text{EuBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ , однако в этих кристаллах вклад свободных носителей в диэлектрическую проницаемость оказалось трудно выявить из-за наличия линий резонансных электронных возбуждений [10].

В данной работе исследовались пластинки иттриевого купрата размером  $0.5 \times 0.5 \times 0.02$  мм с развитой базисной плоскостью (001), имеющие температуру сверхпроводящего перехода около 90 К. На рис. 1 показано