

в ближайшем окружении центра трехкоординированного $\text{Cu}(1)$ находится кислородная вакансия). Результаты расчета приведены в таблице. Видно, что экспериментальное отношение величин e^2Qq для ^{67}Zn в узлах двух- и трехкоординированной $\text{Cu}(1)$ (1.22 ± 0.06) находится в удовлетворительном согласии с отношением расчетных величин главных компонент тензоров ГЭП eq для этих узлов (1.28) при совпадении экспериментальных и расчетных параметров асимметрии η (здесь eq — главная компонента тензора ГЭП на ядрах ^{67}Zn , eQ — квадрупольный момент ядра ^{67}Zn), если использовать структурную формулу соединения в виде $\text{Y}^{3+}\text{Ba}_2^{2+}\text{Cu}_3^{2+}\text{O}_{7-x}^-$.

Таким образом, атомы ^{67}Cu после диффузионного отжига оказываются в нормальных узлах меди решетки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, а диффузионное легирование может служить эффективным методом получения образцов ВТСП для мессбауэровского исследования на изотопе ^{67}Cu (^{67}Zn).

Список литературы

- [1] Насредин Ф. С., Мастеров В. Ф., Серегин П. П., Серегин Н. П. // ЖЭТФ. 1991. Т. 99. С. 1027.
- [2] Гаффаров С. Ф., Джафаров Т. Д., Куликов Г. С., Малкович Р. Ш., Скорятин Е. А., Усачева В. П. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. С. 1024.
- [3] Yasuoka H., Shimizu T., Imai T., Sasaki S., Ueda Y., Kosuge K. // Hyperfine Interact. 1989. V. 49. P. 167.

Санкт-Петербургский
Государственный университет

Поступило в Редакцию
10 марта 1992 г.

УДК 534.2, 537.529

© Физика твердого тела, том 34, № 7, 1992
Solid State Physics, vol. 34, N 7, 1992

О ФОКУСИРОВКЕ ФОНОНОВ И ОРИЕНТАЦИИ НЕПОЛНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРОБОЯ В НИОБАТЕ ЛИТИЯ

В. В. Зубрицкий

Импульсом к изучению проблемы неполного электрического пробоя кристаллов явилась предложенная в [1] модель, согласно которой треки разрядов развиваются в направлениях фокусировки акустических фононов [2].

Проверка этой теории для нецентросимметричных кристаллов выполнялась в [3]. Проведенный анализ все же нельзя считать достаточным по следующим причинам. Фокусировка связана с концентрированием потока энергии фононов, и ее направления задаются в пространстве векторов групповых скоростей. Используемые в [3] для сравнения с экспериментом результаты по баллистическому транспорту фононов в ниобате лития взяты из [4], однако указанные при этом в качестве направлений фокусировки шесть значений углов 0 и 180°, 37, 66 и 115, 143° являются направлениями на конические точки C_i (Θ_k , φ_k , f) поверхностей медленностей и имеют смысл в пространстве волновых векторов (см. результаты вычислений и рис. 13 в [4]). В сечении плоскостью уз поверхности медленности FTA моды в [4] отмечены две (четыре) особые точки S_i , в области которых кривизна поверхности стремится к нулю — признак наличия сильной фокусировки у FTA фононов.

Для проведения сравнительного анализа модели [1] с экспериментальными данными по стримерам направления фокусировки акустических продольных (LA), быстрых (FTA) и медленных (STA) поперечных фононов в плоскостях yz , xz

ниобата лития с учетом линейного пьезоэффекта в квазистатическом приближении рассчитаны в настоящей работе.

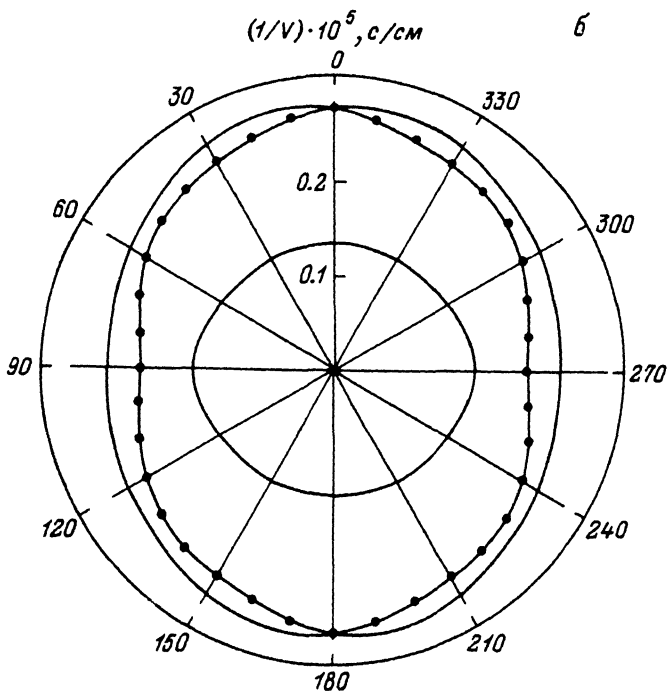
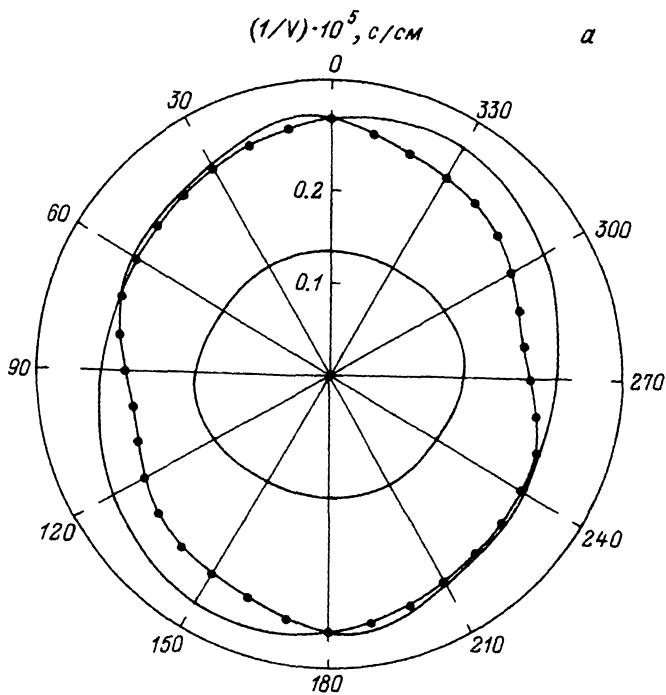
Направления фокусировки определяли путем анализа поверхностей обратных фазовых скоростей — поверхностей медленностей [4, 5]. Эффективность фокусирования в том или ином направлении характеризуется коэффициентом концентрирования A (в случае изотропной среды $A(n) = 1$). С другой стороны, согласно модели [1], ямы электрического потенциала, образующиеся за счет обратного пьезоэффекта, имеют максимальную глубину в направлениях концентрирования фононов. Поэтому, учитывая резкую выделенность треков разрядов, наряду с определением направлений мы рассчитывали коэффициент концентрирования и выбирали значения, удовлетворяющие условию локального максимума. Величину A_c для сечений вычисляли по методу [5]. Значения упругих, пьезоэлектрических и диэлектрических констант взяты из [6], а также [7].

На рисунке, *a* представлены сечения поверхностей медленностей ниобата лития при комнатной температуре уз плоскостью, а в таблице — направления и им соответствующие коэффициенты концентрирования. Как видно, общее число направлений, вдоль которых образуются локальные ямы электрического потенциала, равно 34. Среди них 28 имеют коэффициент концентрирования, реализованный в численном расчете, превышающий 1. Количество же треков пробоя равно трем [3]. Из простого сопоставления данных видно, что направлению разряда $\Theta_n = 0^\circ$ соответствует $\Theta^{LA} = 0.5^\circ$, ориентация $\Theta_n = 60^\circ$ совпадает с $\Theta^{LA} = 60.04^\circ$, наконец, для $\Theta_n = 220^\circ$ имеется выбор: $\Theta^{FTA} = 218.9$ и 227.7° , $\Theta^{STA} = 219.2$ и 222.1° .

Расчет направлений фокусировки с использованием материальных параметров ниобата лития из [7], отличающихся на 0.3—8 и 2—35% по модулям упругости и пьезоэлектрическим соответственно, показывает, что в этом случае подобных направлений образуется меньше — 24, из них 18 имеют $A_c > 1$. С точки зрения сравнения с ориентацией разрядов получено: $\Theta^{LA} = -0.05^\circ$ ($A_c = 1.1$) и 58.9° ($A_c = 1.7$), но вместо четырех направлений поперечных фононов вдоль $\Theta_n = 220^\circ$ имеется одно $\Theta^{STA} = 224.1^\circ$ ($A_c = 3.0$). В целом же отклонения направлений фокусировки от представленных в таблице составляют 0.3—2°. Деформация поверхностей рефракции как следствие изменения материальных констант видна также из сравнения рисунка, *a* и рис. 13 в [4].

Направления Θ и коэффициенты A концентрирования, удовлетворяющие условию локального максимума, акустических фононов в плоскости уз ниобата лития. В расчетах использованы материальные константы [6]

LA		FTA		STA		Пробой [3]
Θ , град	A_c	Θ , град	A_c	Θ , град	A_c	Q_n , град
0.5	1.15	38.9	1.2	7.9	0.8	0
180.5		218.9		187.9		
60.04	1.8	42.7	6.2	39.2	1.2	60
240.04		222.7		219.2		
141.4	1.3	64.1	1.4	42.1	4.7	220
321.4		244.1		222.1		
		98.6	623.4	44.4	2.5	
		278.6		224.4		
		102.5	1244.1	46.9	1.3	
		282.5		226.9		
		148.7	2.7	65.5	1.4	
		328.7		245.5		
				74.2	0.6	
				254.2		
				172.1	0.4	
				352.1		



Сечения поверхностей обратных фазовых скоростей ниобата лития плоскостями yz (а) и xz (б) с учетом линейного пьезоэффекта при комнатной температуре.

Внутренние кривые — LA моды, внешние — STA. Маркером отмечены FTA моды. Материальные константы, использованные в расчетах, взяты из [1].

Если учесть вариацию параметров, точность измерений ориентации разрядов (около градуса), то совпадение путей неполного пробоя с отдельными направлениями фокусировки фононов в ниобате лития следует считать «идеальным». Такая ситуация является неожиданной в том смысле, что модель [1] предполагает учет влияния внешнего электрического поля для нецентросимметричных кристаллов и не требует такого учета для центросимметричных сред. Наши же предварительные результаты по щелочно-галлоидным кристаллам показывают несовпадение ориентации разрядов в них с ближайшими направлениями «инфинитных» потоков фононов, достигающее в отдельных образцах двух десятков градусов.

С другой стороны, из таблицы видно, что, кроме совпадающих с треками разрядов, имеются, например, направления очень сильной фокусировки $\Theta^{FTA} = 98.6^\circ (278.6^\circ)$ и $102.5^\circ (282.5^\circ)$. Однако их отклонение от треков пробоя значительно — минимум 38° .

Для сравнения на рисунке, б показано сечение поверхностей медленностей ниобата лития плоскостью xz . Здесь наиболее сильная фокусировка реализуется в направлениях $\Theta^{FTA} = 88.0^\circ (268.0^\circ)$ и $92.0^\circ (272.0^\circ)$.

Полученные результаты указывают на необходимость более полного исследования модели пробоя кристаллов вдоль фононных струй.

Выражаю признательность В. Н. Белому за плодотворные консультации, А. Л. Гурскому за обсуждение результатов работы.

Список литературы

- [1] Чернозатонский Л. А. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 38. № 5. С. 225—228.
- [2] Taylor B., Maris H. J., Elbaum C. // Phys. Rev. B. 1971. V. 3. N 4. P. 1462—1472.
- [3] Gribkovskii V. P., Gurskii A. L., Pashkevich G. A., Yablonskii G. P. // Phys. Stat. Sol. (a). 1987. V. 103. N 1. P. K153—K156.
- [4] Koos G. L., Wolf J. P. // Phys. Rev. B. 1984. V. 30. N 6. P. 3470—3481; V. 29. N 10. P. 6015—6017.
- [5] Lax M., Narayanamurti V. // Phys. Rev. B. 1980. V. 22. N 10. P. 4876—4897.
- [6] Smith R. T., Welsh F. S. // J. Appl. Phys. 1971. V. 42. N 6. P. 2219—2230.
- [7] Warner A. W., Onoe M., Coquin G. A. // JASA. 1967. V. 42. N 6. P. 1223—1231; Graham R. A. // J. Appl. Phys. 1977. V. 48. N 6. P. 2153—2163.

Институт физики им. Б. И. Степанова
АН Белоруссии

Поступило в Редакцию
24 июня 1991 г.
В окончательной редакции
11 марта 1992 г.

УДК 538.3

© Физика твердого тела, том 34, № 7, 1992
Solid State Physics, vol. 34, N 7, 1992

НОВЫЙ ТИП ВОЛН В МЕТАЛЛАХ С РЕЗОНАНСНЫМИ СОСТОЯНИЯМИ ЭЛЕКТРОНОВ

А. М. Ермолаев, А. И. Шурдук

Локализация электронов на изолированных примесных атомах в металлах, стимулированная магнитным полем, приводит к уменьшению диссипативных токов и способствует распространению электромагнитных волн. Вблизи частот резонансных переходов электронов между магнитопримесными уровнями и уровнями Ландау существуют полосы прозрачности для специфических волн, названных магнитопримесными [1, 2]. Распространение этих волн в чистых образцах невозможно.