

01; 05; 08

© 1992

ВЛИЯНИЕ СИЛЬНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА АНИЗОТРОПИЮ КОНЦЕНТРИРОВАНИЯ НЕРАВНОВЕСНЫХ ФОНОНОВ В КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА ЛИТИЯ

В.В. З у б р и ц к и й

Явление фокусировки неравновесных фононов, открытое в 1969 г. [1], положено в основу механизма направленности стимерного пробоя кристаллов [2]. Проверка этой модели, например, выполненная в [3] для центросимметричных сред, показала, несоответствие анизотропии пробоя и фокусировки фононов при $E=0$. Для нецентросимметричных кристаллов учет влияния на фокусировку электрического поля (E) необходим [2]. Однако, хотя о влиянии внешнего поля на скорости распространения акустических волн в тригональном $LiNbO_3$ сообщалось еще в [4], сведения о влиянии электрического поля на фокусировку фононов в этом материале в литературе отсутствуют. Расчеты анизотропии фокусирования фононов в $LiNbO_3$ выполнены для случая $E=0$ [5, 6], когда нелинейные эффекты не проявляются. При этом, все же, показано [6], что в сечении yz этого материала — плоскости локализации каналов неполного пробоя — имеются направления, совпадающие с ориентацией треков разрядов, но не обладающие максимальными значениями коэффициентов концентрации.

Впервые численным методом влияние сильного электрического поля на анизотропию фокусирования неравновесных акустических фононов в плоскости yz тригонального $LiNbO_3$ исследовано в настоящей работе.

Распределение упругих волн в кристаллах в квазистатическом приближении при наложении однородного электрического поля описывается модифицированными уравнениями Грина-Кристоффеля. В случае учета нелинейных членов только в первом порядке теории возмущений можно записать [7]:

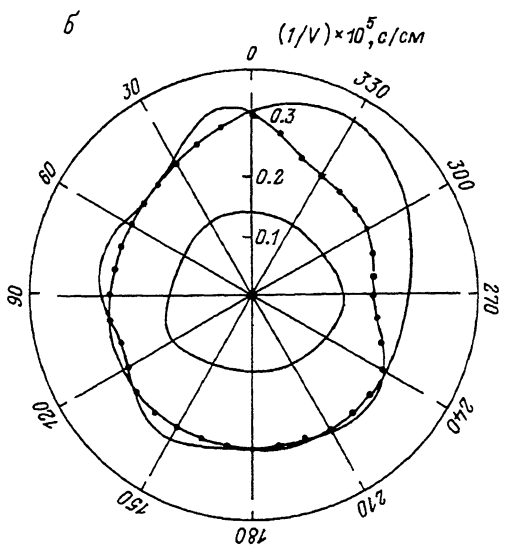
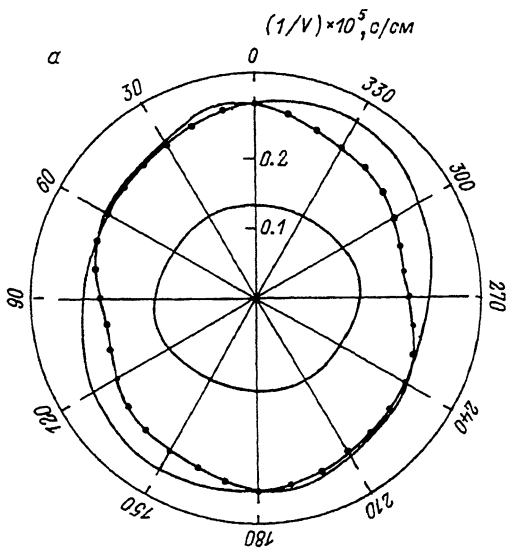
$$(\Gamma(E)_{il} - \rho v^2 \delta_{il}) u_l^o, \quad (1)$$

где

$$\Gamma(E)_{il} = \Gamma_{il} + \alpha_{il} E. \quad (2)$$

Здесь Γ_{il} — тензор Грина-Кристоффеля в невозмущенном состоянии [5, 8], α_{il} — нелинейные добавки, возникающие в электрическом поле.

Согласно [9], из набора нелинейных электромеханических коэффициентов основной вклад в изменение скоростей упругих волн вно-



Сечения поверхностей обратных фазовых скоростей продольных (внутренние кривые), быстрых и медленных (внешние кривые) поперечных акустических фононов ψZ -плоскостью в ниобате лития при $E=10^6$ (а) и 10^7 В/см (б).

сят модули нелинейного пьезоэффекта. Тогда в развернутом виде (1) будет иметь вид:

$$\left(c_{ijkl} n_j n_k + \frac{e_{mij} e_{nkl} n_m n_n}{\epsilon_{ij} n_j n_k} + e_{pijkl} E n_j n_k n_p - \rho v^2 \delta_{il} \right) u_l^o = 0, \quad (3)$$

Направления (θ_f) и коэффициенты (A_c) концентрирования, удовлетворяющие условию локального максимума, продольных (LA), медленных (STA) и быстрых (FTA) поперечных акустических фононов в плоскости $y \parallel LiNbO_3$ в зависимости от величины напряженности электрического поля

Фононы	E = 0		E = 10 ⁶ В/см		E = 10 ⁷ В/см	
	θ_f , град	A_c	θ_f , град.	A_c	θ_f , град.	A_c
LA	58.9	1.7	1.0	1.11	6.2	1.04
	143.1	1.36	60.3	1.77	67.7	4.02
	179.9	1.12	145.5	1.35	161.1	1.77
	238.9	1.7	178.6	1.14	224.5	1.67
	323.1	1.36	237.4	1.65	308.6	2.64
	359.9	1.12	320.7	1.39		
	351.7*	0.47	350.1*	0.44	334.1*	0.31
	44.1	3.0	45.8	4.54	60.0*	2.75 · 10 ²
	76.8*	0.62	78.7*	0.63	49.3**	1.92
	66.6*	1.42	68.3*	1.42	51.8	1.94
STA	188.4*	0.83	187.3*	0.84	54.2**	1.92
	171.7*	0.47	173.3*	0.50	45.1*	3.86 · 10 ³
	224.1	3.0	222.1	2.29	115.2*	1.42
	256.8*	0.62	255.7*	0.62	94.0*	0.95
	246.6*	1.42	245.2*	1.41	124.2*	0.88
	8.4*	0.83	248.5	1.41	104.5*	1.07
			9.5*	0.82	185.3*	1.5
					179.2*	0.98
					207.1*	0.90
					199.8*	1.57

STA	64.9*	1.42	61.6	1.44	260.1x	0.45
	102.2*	6.28·10 ²	103.1*	4.99·10 ²	240.2**	1.17
	98.5*	2.97·10 ³	99.5*	2.24·10 ⁴	263.8	1.74
	148.4	2.14	150.5	1.80	20.9	0.80
	244.9	1.42	244.9	1.41	49.2	1.92
	282.2*	6.28·10 ²	281.5*	3.55·10 ³	56.0*	1.17
	278.5*	2.97·10 ³	277.5*	7.38·10 ³	47.7*	1.46
	328.4	2.14	326.5	2.66	54.4	1.92
					116.6*	1.80·10 ²
					102.1*	3.67·10 ²
FTA					162.4	1.02
					195.7	2.22
					239.9	1.17
					284.1*	5.38·10 ²
					267.6*	7.76·10 ²
					317.8*	4.51·10 ²
					313.3*	5.89·10 ²

где c_{ijkl} , e_{mij} , e_{pijkl} и ϵ_{ij} - тензоры модулей упругости, линейного, нелинейного пьезоэффектов и диэлектрической проницаемости соответственно, ρ - плотность кристалла, v - скорости упругих волн, \vec{u} - вектор поляризации среды, $\{\vec{r}\}$ - компоненты единичных векторов направлений распространения волны и электрического поля.

Решение (3) дает зависимость фазовых скоростей продольной (LA), быстрой (FTA) и медленной (STA) поперечных акустических мод от направления распространения при заданном значении напряженности электрического поля. На рисунке показаны y/z - сечения поверхностей рефракции ниобата лития при $E=10^6$ и 10^7 В/см, откуда хорошо видна деформация поверхностей медленностей, обусловленная влиянием сильного поля.

Направления фокусировки находили путем анализа сечений поверхностей медленностей [3, 5, 10]. Коэффициент концентрирования A_c для сечений определяли по методу [10]. Значения модулей упругости и диэлектрической проницаемости взяты из [11], линейного и нелинейного пьезоэффектов - из [12] и [9] соответственно.

Расчитанные направления фокусирования энергии всех трех акустических мод для различных значений E представлены в таблице. Наряду с направлениями инфинитных потоков фононов, обусловленных областями нулевой кривизны сечений поверхностей рефракции и отмеченных звездочками, указаны направления неинфинитного концентрирования, удовлетворяющие условию локального максимума. Вследствие чувствительности направлений фокусировки к масштабной сетке инфинитные направления, проявившие в численном расчете не экстремум, а резкое изменение коэффициента концентрирования (при неизменном шаге сканирования), отмечены двумя звездочками. Конечность значений A_c для инфинитных направлений обусловлена дискретностью счета.

Из представленных данных видно, что у LA моды в диапазоне $E=0-10^7$ В/см отсутствуют направления инфинитных потоков фононов. Включение поля приводит к постепенному отклонению направлений локальных максимумов концентрирования от исходных, и наблюдается заметный рост коэффициента концентрирования для двух направлений - 58.9° и 323.1° , которые в поле $E=10^7$ В/см локализованы уже при 67.7° и 308.6° соответственно. Кроме того, если в области слабых полей наблюдается шесть локальных максимумов, то при $E=5 \cdot 10^6$ В/см остается только пять.

У STA моды при $E=0$ число особых направлений равно 10, из которых 8 инфинитны. Полевая деформация поверхности рефракции для медленных поперечных фононов столь существенна, что при $E=10^7$ В/см количество инфинитных направлений возрастает до 16 из общего числа, равного 18. Направления, локализованные в отсутствие поля при 66.6° и 76.8° , испытывают максимально зарегистрированные повороты на 27.4° и 38.4° соответственно.

Число особых направлений у быстрых поперечных фононов вплоть до $E=5 \cdot 10^6$ В/см остается стабильным и равным 8, а поворот

отдельных направлений может достигать десяти градусов. В поле 10^7 В/см количество инфинитных направлений удваивается до 8 из общего числа - 13, при этом отклонения отдельных направлений фокусировки от исходных достигают 14-15 градусов.

С точки зрения корреляции направлений пробоя и фокусировки фононов обращает внимание следующее. Как при $E=0$, так и во внешнем поле только учет неинфинитных потоков позволяет обеспечить их совпадение с ориентацией каналов пробоя. Действительно, из табл. видно, что для 0° и 220° -разрядов минимальное несовпадение с инфинитными потоками фононов для STA и FTA мод в диапазоне $E=0-10^7$ В/см составляет более 8° и 20° соответственно. В поле 10^7 В/см только у STA моды достигается совпадение с 60° -треком разряда.

Учет слабо выраженных направлений концентрирования существенно меняет картину. Так, у LA моды обнаруживается направление, совпадающее с 0° -треком в диапазоне $0 \leq E \leq 10^6$ В/см. Для 60° -разряда наряду с STA модой также находим совпадающие направления у LA моды в диапазоне $0 \leq E \leq 10^6$ В/см и у FTA фононов при $E=10^6$ В/см. К 220° -треку приближаются максимумы концентрирования LA и STA мод при $E \geq 10^7$ и $\approx 10^6$ В/см соответственно.

Поскольку эффект полярности в [2] не затрагивается, столь значительное различие величин напряженностей электрического поля для различных мод в последнем случае указывает на предположительное рассмотрение STA моды, так как относительная малость деформации волновых поверхностей при $E \leq 10^6$ В/см позволяет, как это следует из наших исследований, не учитывать влияния знака электрического поля.

Таким образом, воздействие сильного электрического поля может кардинально изменить анизотропию фокусирования неравновесных фононов в ниобате лития. Это проявляется, во-первых, в возможности сканирования фокусированных потоков фононов и, во-вторых, как в подавлении исходных, так и в генерировании полей новых. Наиболее легко управляемы потоки концентрирования энергии медленных поперечных фононов.

Кроме того, анизотропия концентрирования заметно чувствительна к вариации материальных констант кристалла, измеренных на различных образцах. Аналогичные же данные относительно ориентации пробоя в различных кристаллах ниобата лития отсутствуют.

Во всем исследованном диапазоне E в рассмотренном случае удается добиться совпадения с направлениями инфинитного фокусирования одного из трех каналов неполного пробоя $E=10^7$ В/см. Учет, в отличие от требований [2], слабо выраженных направлений концентрирования позволяет обеспечить в этом материале совпадение всех треков разрядов с особыми направлениями фокусировки в диапазоне E не выше 10^6 В/см. Однако правомерность такого подхода - предмет отдельных исследований.

Выражаю благодарность В.Н. Белому за полезные обсуждения.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Т а у л о р В., М а r i s Н. J., Е l b a u m С. // Phys. Rev. Lett. 1969. V. 23. N 8. P. 416-419.
- [2] Ч е р н о з а т о н с к и й Л. А. // П и с ь м а в ЖЭТФ. 1983. Т. 38. В. 5. С. 225-228.
- [3] З у б р и ц к и й В. В. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 10. С. 82-85.
- [4] Г у л ь я е в Ю. В., К а р и н с к и й С. С., М о н д и к о в В. Д. // П и с ь м а в ЖТФ. 1975. Т. 1. В. 17. С. 791-794.
- [5] К о о s G. L., W o l f J. P. // Phys. Rev. B. 1984. V. 30. N 6. P. 3470-3481; // Phys. Rev. B. 1984. V. 29. N 10. P. 6015-1017.
- [6] З у б р и ц к и й В. В. // ФТТ. 1992. Т. 34. В. 7.
- [7] З а й ц е в а М. П., К о к о р и н Ю. И., С а н д л е р Ю. М. и др. Нелинейные электромеханические свойства ацентричных кристаллов / Отв. ред. К. С. Александров. Новосибирск: Наука, 1986. 176 с.
- [8] Ф е д о р о в Ф. И. Теория волн в кристаллах. М.: Наука, 1965. 386 с.
- [9] С h o Y., Y a m a n o u c h i K. // J. Appl. Phys. 1987. V. 61. N 3. P. 875-887.
- [10] Л а х М., N a r а у а n а m u r t i V. // Phys. Rev. B. 1980. V. 22. N 10. P. 4876-4897.
- [11] W a r n e r A. W., O n o e M., S o q u i n G. A. // JASA. 1967. V. 42. N 6. P. 1223-1231.
- [12] G r a h a m R. A. // J. Appl. Phys. 1977. V. 48. N 6. P. 2153-2163.

Институт физики им. Б.И. Степанова
АН Беларуси, Минск

Поступило в Редакцию
13 июля 1992 г.