

06
© 1992НАПРЯЖЕНИЕ И ДЕФОРМАЦИЯ В $\text{H}:\text{LiNbO}_3$ СВЕТОВОДАХ

В. А. Ганьшин, Ю. Н. Коркишко

С помощью метода рентгеновской дифракции от различных кристаллографических плоскостей определены деформации кристаллической структуры в протонообменных световодах на X-, Y- и Z-срезах ниобата лития. Рассчитаны возникающие механические напряжения и изменение показателей преломления за счет фотоупругого эффекта. Показано, что протонообменные световодные слои на X- и Y-срезах имеют двухосную кристаллическую структуру.

Введение

Протонолитиевый обмен (ПЛО) в последнее время становится все более распространенным методом формирования световодных элементов и интегрально-оптических устройств на основе кристаллов ниобата лития. Известно, что характер ПЛО сильно зависит от кислотности расплавов — источников ионов H^+ [1]. Формирование слоев $\text{H}:\text{LiNbO}_3$ (далее используется сокращенная запись $\text{H}:\text{LN}$) приводит к значительным деформациям растяжения и механическим напряжениям. Последние, учитывая пьезоэлектрическую природу ниобата лития, прямо связаны со многими свойствами слоев и косвенно, через возникающие электрические поля, влияют на кинетику обмена заряженных частиц.

Исследование характера и параметров деформированного состояния структур $\text{H}:\text{LN}$ и их связи с условиями ПЛО, таким образом, является важным вопросом. В настоящее время он практически не изучен. Имеющиеся данные сводятся к следующему. В [2–4] определены деформации кристаллической решетки порошков $\text{H}:\text{LN}$, полученных в расплаве бензойной кислоты с добавками бензоата лития. Величины этих деформаций существенно отличаются от деформаций в тонких слоях $\text{H}:\text{LN}$ на пластинах различной ориентации [5–8]. Для структур $\text{H}:\text{LN}(Y)$ (в скобках указан срез исходных пластин кристалла) из анализа рентгеновских кривых качания (КК) от плоскостей (030) и (036) определено $S_a = (\Delta a)/a \approx 0.5\%$ и $S_c = (\Delta c)/c \approx 0$ [5, 6], Å для слоев $\text{H}:\text{LN}(Z)$ (по КК от плоскостей (00.12) и (02.16)) $S_a \approx 0$ и максимальные значения $S_c = 0.45\%$ [7]. Близкий результат получен и нами [8]: в зависимости от уровня легирования $S_c = 0.3...0.45\%$ и $S_a \approx 0$ (КК от плоскостей (00.12) и (018)). Данные о деформациях в слоях $\text{H}:\text{LN}(X)$ нам неизвестны.

Деформации в тонких слоях во всех указанных выше работах для структур $\text{H}:\text{LN}(Y)$ и $\text{H}:\text{LN}(Z)$ определялись только вдоль осей 2 и 3. Деформации вдоль оси 1 не определялись. Считалось, что они равны деформациям вдоль оси 2, т. е. кристалл сохраняет тригональную структуру и остается одноосным. Ясно, что более общим исходным предположением является возможность искажения решетки по всем трем осям.

Исследование этого общего случая распределения деформаций при формировании $\text{H}:\text{LN}$ структур на различных срезах и в расплавах различной кислотности и составляет цель нашей работы.

Изготовление образцов

Эксперименты выполнены с пластинами оптического качества X-, Y- и Z-срезов лития. В качестве источника ионов водорода H^+ использованы растворы хлорида лития $LiCl$ или гидросульфата калия $KHSO_4$ в глицерине, а также чистый глицерин. Эти растворы вполне стабильны и позволяют проводить процессы при температурах 120—230 °С. Кислотность глицерина, по-видимому, близка к кислотности бензойной кислоты [9]: пластины Y-среза кристаллов подвергаются в нем деструкции, но на X-срезе качественные световоды получаются надежно. Добавки $LiCl$ снижают интенсивность ПЛО, что позволяет формировать световоды H:LN(Y). Напротив, присутствие $KHSO_4$ увеличивает кислотность источника, и в растворах концентрации выше 0.015 М при температуре 220 °С поверхность пластин X-среза разрушается. Световоды в таких растворах удается получить только на кристаллах Z-среза, а их свойства близки к характерным для структур, сформированным в сильнокислотных расплавах $NH_4H_2PO_4$, $KHSO_4$ [10, 11], пиродифосфорной [12] и серной кислот [13]. Повышение температуры процесса качественно соответствует снижению кислотности раствора. Ниже обсуждается влияние концентрации раствора-источника на характер деформированного состояния H:LN структур. Данные о температурном воздействии будут подготовлены позднее.

В табл. 1 указаны условия получения образцов 1—7 (во всех случаях температура процесса 220 °С, время 25 ч) в различных по кислотности растворах, а также условия формирования трех образцов, которые были исследованы для сравнения. Ti:LN световод (образец 9) получали диффузией титана в пластину Y-среза из пленки титана (30 нм) при температуре 1000 °С в течение 6 ч, а TIPE световод (образец 10) — обработкой образца 9 в дигидрофосфате аммония. В этом расплаве был получен также образец 8 H:LN(Z).

Т а б л и ц а 1
Условия получения исследованных образцов

Номер образца	Срез	Концентрация раствора $\cdot 10^{-3}$, М		Толщина слоя H:LN, мкм
		$KHSO_4$	$LiCl$	
1	Y	—	2.4	1.4
2	Y	—	0.5	2.0
3	X	—	2.4	1.5
4	X	—	—	1.6
5	X	1.2	—	1.8
6	X	7.5	—	2.2
7	Z	—	2.4	1.2
8	Z	Расплав $NH_4H_2PO_4$, $T = 240$ °С, $t = 2$ ч, $d = 3.2$ мкм		
9	Y	Ti:LN		
10	Y(TIPE)	Расплав $NH_4H_2PO_4$, $T = 240$ °С, $t = 1$ ч, $d = 1.8$ мкм		

Методы исследования

Исследование деформированного состояния в H:LN структурах проводили путем анализа КК от трех типов плоскостей для каждого из образцов, а именно для H:LN(Y) (030), (220) и (036); для H:LN(X) (220), (030) и (226); для H:LN(Z) (00.12), (018) и (11.12).

На первое место здесь поставлены плоскости, параллельные поверхности пластин, остальные являются наклонными. КК от наклонных плоскостей снимались в условиях параллельной и антипараллельной съемки [14].

КК записывались на двукристалльном дифрактометре ДРОН-0.5 (излучение $\text{CuK}_{\alpha 1}$, монохроматор Si (333)).

Профили показателя преломления световодных слоев восстанавливались по методикам [15, 16] из спектра эффективных показателей преломления (ЭПП) волноводных мод. ЭПП измеряли с помощью однопризменного устройства (призма из GaP, $\lambda = 0.6328$ мкм).

Методики расчета деформаций и напряжений

В тригональном кристалле межплоскостные расстояния d_{hkl} связаны с параметрами решетки a и c следующим образом:

$$\frac{1}{d_{hkl}^2} = \frac{4}{3a^2}(h^2 + k^2 + h \cdot k) + \frac{l^2}{c^2}, \quad (1)$$

где h, k, l — индексы Миллера некоторой плоскости.

Если бы после ПЛО кристалл в поверхностной области оставался тригональным, то, как легко показать, для деформаций вдоль осей 1 (S_1) и 2 (S_2) выполнялось бы

$$S_1 = S_2 = -\frac{\Delta\theta_{030}}{\text{tg}\theta_{030}} = -\frac{\Delta\theta_{220}}{\text{tg}\theta_{220}}. \quad (2)$$

Здесь θ_{hkl} — угол Брэгга для плоскости (hkl) , $\Delta\theta_{hkl}$ — угловой сдвиг на КК между пиками от подложки и слоя Н:LN. Однако анализ КК образцов Н:LN на X- и Y-срезах (рис. 3, 5, 6) показывает, что соотношения (2) не выполняются. Это значит, что деформации S_1 и S_2 различны и кристалл в области Н:LN становится двухосным. Кристаллографические направления деформированной области ниже обозначаются 1'—3' соответственно осям 1—3 структуры чистого кристалла.

В случае, когда оси 1' и 2' располагаются в плоскости, перпендикулярной оси 3', соотношение между d_{hkl} и параметрами решетки a, b и c (по осям 1', 2', 3' соответственно) имеет вид

$$\frac{1}{d_{hkl}^2} = \frac{1}{d^2 \sin^2 \varphi}(h^2 + k^2 + hk) + \frac{l^2}{c^2}, \quad (3)$$

где φ — угол между осями 1' и 2' (в исходном кристалле $\varphi = 120^\circ$).

Продифференцируем выражение (1) и, полагая деформации малыми, запишем результат с учетом закона Брэгга в приращениях

$$\begin{aligned} -\frac{\Delta\theta_{hkl}}{d_{hkl}^2 \cdot \text{tg}\theta_{hkl}} &= -\frac{4}{3 \cdot \sqrt{3} \cdot a^2}(h^2 + k^2 + hk) \cdot \Delta\varphi + \\ &+ \frac{4}{3a^2} \left(h^2 \cdot S_1 + k^2 \cdot S_2 + \frac{h \cdot k}{2}(S_1 + S_2) \right) + \frac{l^2}{c^2} S_3, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\Delta\varphi$ — изменение угла между кристаллографическими осями 1 и 2 после ПЛО, S_3 — деформации параметра решетки вдоль оси 3.

Соотношение (4) позволяет определить S_1, S_2 и S_3 , если известны угловые сдвиги для трех плоскостей (hkl) . Величина $\Delta\varphi$ рассматривается для каждого среза отдельно.

Напряжения в протонообменных слоях определяли в технологической системе координат с осью 3'', перпендикулярной плоскости пластины, и взаимно-

перпендикулярными осями $1''$ и $2''$ в указанной плоскости (элементы тензоров в данной системе записываются ниже со штрихами, которые при этом в обозначении индексов осей опускаются). Известно, что деформации могут быть упругими и приводить к возникновению механических напряжений, а также пластическими. Так как толщина деформированного слоя в сравнении с толщиной подложки пренебрежимо мала, то только деформации в плоскости пластины S_{11}'' , S_{22}'' и S_{12}'' являются упругими. Деформации этой природы вдоль оси $3''$ не возникают, поскольку в этом направлении нормальные ему плоскости протонного обменного слоя могут беспрепятственно смещаться. Однако вследствие эффекта Пуассона три компонента упругих деформаций должны вызвать упругие деформации и вдоль $3''$ -оси S_{33}'' , S_{13}'' и S_{23}'' . Они находятся при решении системы трех уравнений

$$\sigma_{ij}'' = C_{ijkl}'' \cdot S_{kl}'', \quad (5)$$

которые составляются при условии, что на поверхностях, нормальных $3''$ -оси, все напряжения равны нулю $\sigma_{33}'' = 0$, $\sigma_{13}'' = 0$, $\sigma_{23}'' = 0$ (C_{ijkl}'' — тензор упругой жесткости ниобата лития) [17].

После определения тензора упругих деформаций из (5) рассчитывали механические напряжения в протонном обменном слое.

Возникающие напряжения вследствие фотоупругого эффекта должны привести к изменению показателей преломления кристалла. Их можно определить, используя связь изменений компонентов тензора диэлектрической непроницаемости B_{ij} с деформациями,

$$B_{ij} = p_{ijkl} \cdot S_{kl}. \quad (6)$$

Здесь p_{ijkl} — тензор коэффициентов фотоупругости ниобата лития [18]; индексы i, j, k, l в данном случае относятся к записи величин в кристаллографической (ортогональной) системе координат.

Экспериментальные результаты

Структуры $H:LN(Y)$. Как показали исследования, вид КК от плоскости пластины (030) не зависит от направления съемки. Это однозначно указывает на то, что кристаллографической разориентации слоя относительно подложки в этой плоскости не происходит, оси $1, 1'$ и $2, 2'$ соответственно совпадают (рис. 1). Поэтому из (1) можно получить

$$S_2 = -\frac{\Delta\theta_{030}}{\operatorname{tg}\theta_{030}}, \quad (7)$$

$$(S_1 + S_2) = -\frac{2 \cdot \Delta\theta_{220}}{\operatorname{tg}\theta_{220}}, \quad (8)$$

$$\frac{12}{a^2} S_2 + \frac{36}{c^2} S_3 = -\frac{\Delta\theta_{036}}{d_{036}^2 \cdot \operatorname{tg}\theta_{036}}. \quad (9)$$

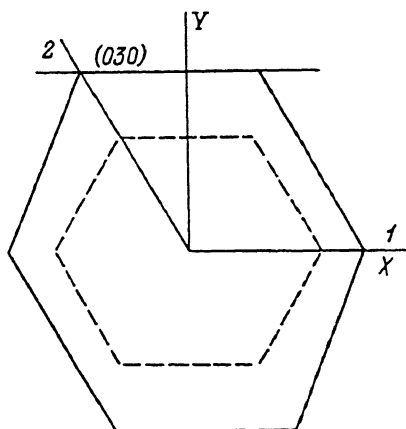


Рис. 1. Искажение кристаллографической ячейки в $H:LN(Y)$ (вид вдоль оси z).

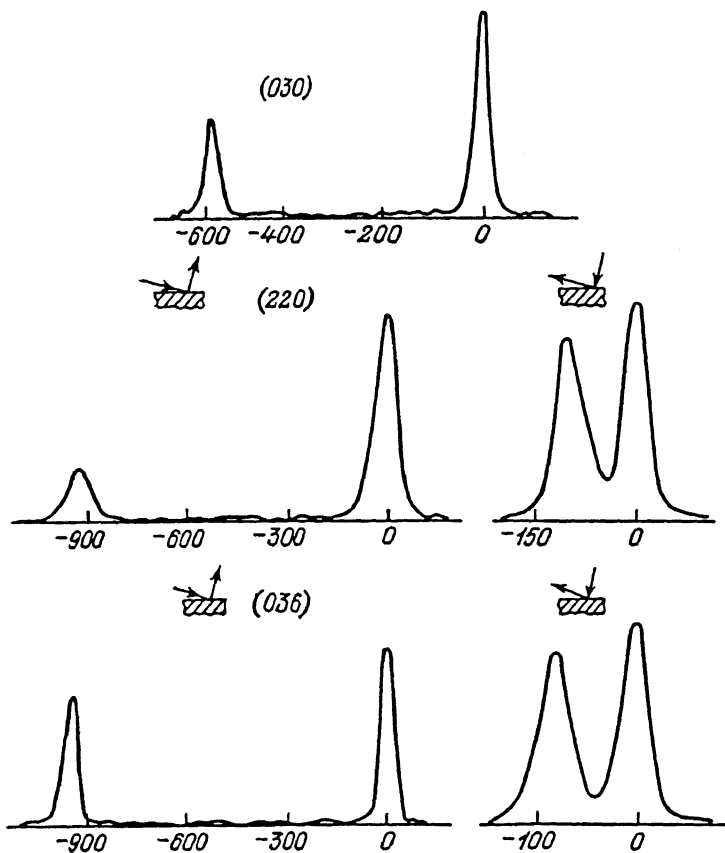


Рис. 2. Кривые качания от плоскостей (030), (220) и (036) образца 2.

На рис. 2 показаны КК от различных плоскостей образца 1. Их анализ позволил определить деформации S_1, S_2, S_3 , рассчитать механические напряжения и возникающее двулучепреломление (табл. 2). Отметим, что возникающие напряжения меньше, чем определяемые в предположении о сохранении одноосности кристалла [5, 6]. В ТУРЕ структуре деформации в плоскости пластины, как и слоях Ti:LN, отрицательны, хотя вдоль оси 3 положительны и почти не отличаются от соответствующих величин в слоях H:LN(Y). Этим объясняется отсутствие деструкции поверхности пластин при обработке Ti:LN в сильноокислотных расплавах (бензойная кислота $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$, KHSO_4 и др.).

Интересно, что в слоях Ti:LN(Y) деформации сжатия в плоскости (030) больше, чем по нормали к ней, практически точно на величину деформаций растяжения, возникающих вследствие поперечного эффекта Пуассона S_p (например, для $S_1 = -0.0013$, $S_3 = 0$, $S_p = 0.0004$).

Структуры H:LN(Z). В этом случае поворота кристаллографических осей также не происходит $\Delta\varphi = 0$.

Для определения деформаций имеем соотношения

$$S_3 = -\frac{\Delta\theta_{00.12}}{\text{tg}\theta_{00.12}}, \quad (10)$$

$$\frac{4}{3a^2} S_1 + \frac{64}{c^2} S_3 = -\frac{\Delta\theta_{108}}{d_{108}^2 \cdot \text{tg}\theta_{108}}, \quad (11)$$

$$\frac{2 \cdot (S_1 + S_2)}{a^2} + \frac{144}{c^2} S_3 = -\frac{\Delta\theta_{11.12}}{d_{11.12}^2 \cdot \text{tg}\theta_{11.12}}. \quad (12)$$

На рис. 3 представлены КК отмеченных плоскостей для образцов 7, 8, а в табл. 2 — деформации, напряжения и диагональные элементы тензоров изменения показателей преломления вследствие фотоупругого эффекта. Видно, что после ПЛО кристалл сохраняет тригональную структуру и остается одноосным.

Структуры $H:LN(X)$. В отличие от пластин Y - и Z - срезов базовая плоскость X пластин $LN(X)$ не перпендикулярна ни одной из кристаллографических или кристаллофизических осей.

Исследования КК от плоскости (220) показали, что кристаллографической разориентации, в ней не происходит. Вместе с тем из анализа КК от других плоскостей следует, что $S_1 \neq S_2$. Этот факт можно объяснить лишь тем, что в результате ПЛО угол между осями 1 и 2 меняется (рис. 4). Плоскость среза пластины и плоскость (110) слоя могут остаться параллельными как при увеличении, так и при уменьшении φ (рис. 4, а, б). Легко показать, что при малых деформациях в обоих случаях $|\Delta\varphi| = |S_1 - S_2|/\sqrt{3}$. Рассмотрим оба варианта.

Пусть $\Delta\varphi = (S_1 - S_2)/\sqrt{3}$. Подставляя эту величину в (2), после необходимых преобразований получаем

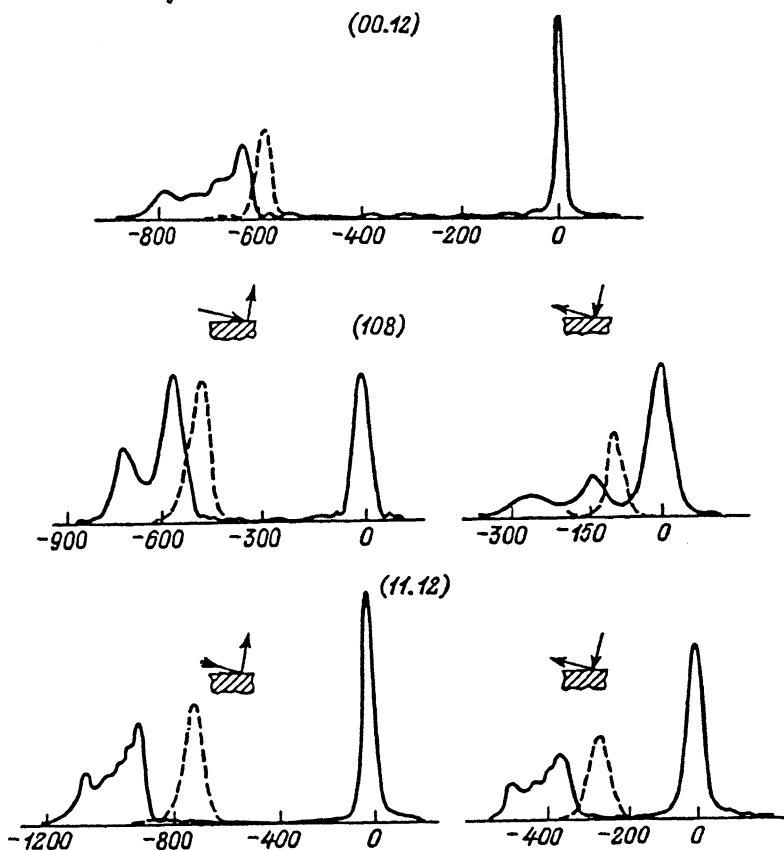


Рис. 3. Кривые качания от плоскостей (00.12), (108) и (11.12) образцов 4 (штриховая линия) и 8 (сплошная линия).

$$\frac{(5S_2 + S_1)}{6} = -\frac{\Delta\theta_{220}}{\text{tg}\theta_{220}}, \quad (13)$$

$$\frac{(4S_2 - S_1)}{3} = -\frac{\Delta\theta_{030}}{\text{tg}\theta_{030}}. \quad (14)$$

Если теперь $\Delta\varphi = (S_2 - S_1)/\sqrt{3}$, то (2) приводится к выражениям

$$\frac{(5S_1 + S_2)}{6} = -\frac{\Delta\theta_{220}}{\text{tg}\theta_{220}}, \quad (15)$$

$$\frac{(4S_2 - S_1)}{3} = -\frac{\Delta\theta_{030}}{\text{tg}\theta_{030}}. \quad (16)$$

В обоих случаях для (226) имеем

$$-\frac{\Delta\theta_{220}}{d^2 \cdot \text{tg}\theta_{220}} + \frac{36}{c^2} S_3 = -\frac{\Delta\theta_{226}}{d_{226}^2 \cdot \text{tg}\theta_{226}}. \quad (17)$$

На рис. 5, 6 показаны КК от различных плоскостей образцов 3, 6. Расчет по соотношениям (15)—(17) дает $S_3 = 0$ и $S_2 < 0$. Этот результат противоречит всем известным данным о расширении кристаллической решетки в протоноб-

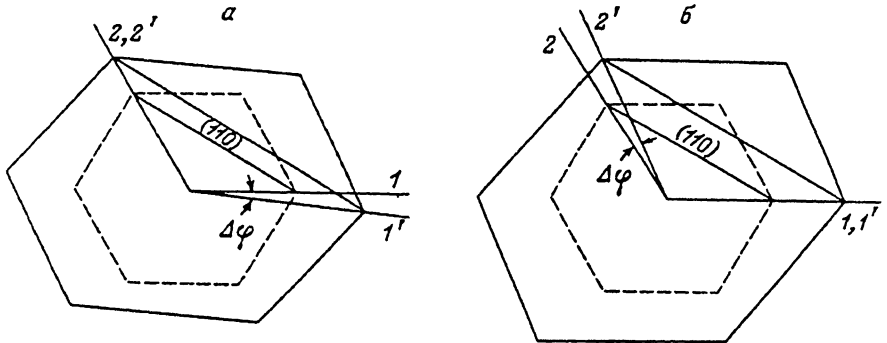


Рис. 4. Искажение кристаллографической ячейки в H:LN(X) (вид вдоль оси z).

Т а б л и ц а 2

Номер образца	Деформации, 10^{-3}			Напряжение, Н/мм ²		$\Delta\epsilon$, 10^{-4}		
	S_1	S_2	S_3	σ_1	σ_2	$\Delta\epsilon_{11}$	$\Delta\epsilon_{22}$	$\Delta\epsilon_{33}$
1	2.2	4.5	0.0	410	120	-0.5	-2.6	-21.4
2	2.5	5.1	0.0	460	130	-0.5	-2.9	-24.4
3	17.3	2.1	0.0	2520	730	3.8	-23.8	-132.0
4	18.2	2.2	0.0	2650	770	4.0	-25.0	-138.7
5	19.4	2.3	0.0	2820	820	4.3	-26.6	-147.8
6:1*	5.6	2.8	0.0	915	260	1.4	-8.6	-47.9
6:2	16.8	2.9	0.0	2490	720	3.8	-23.5	-130.2
7	0.0	0.0	3.4	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
8	0.0	0.0	4.3	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
9	-1.3	-0.9	0.0	-240	-70	0.3	1.5	12.7
10	-1.2	4.8	0.0	-220	-60	0.2	1.4	11.7

*6:1 — верхний слой, 6:2 — нижний слой образца 6

менных слоях [2—4]. Поэтому для расчетов мы использовали далее соотношения (13), (14) и (17). Найденные деформации, напряжения и двулучепреломление представлены в табл. 2.

Обсуждение результатов

Итак, в результате ПЛО на пластинах X- и Y- срезов LN формируются слои, имеющие двухслойную структуру. При этом в слоях H:LN(X) изменяются и параметры решетки, и угол между кристаллографическими осями. С увеличением кислотности расплава (раствора) деформации и напряжения в слоях H:LN(X) растут, так что при некотором ее уровне накапливающаяся упругая энергия релаксируется путем образования двухслойной структуры, как например в случае образца 6. Анализ интенсивностей пиков на КК от плоскостей (110) и (220) (рис. 6) показывает, что слой с меньшими деформациями в двухслойной структуре лежит у ее поверхности.

В образце 6 возбуждаются 6 направляемых TE -мод и вытекающие TM -моды, которые наблюдаются во всех световодах H:LN [4, 5] (в данном случае, поскольку слои являются двухслойными, указанные моды будут иметь гибридную поляризацию TE_x и TM_x). Кроме того, возбуждается также направляемая гибридная мода о-луча, о чем до настоящего времени не сообщалось. Ее ЭПП 2. 265, т. е. примерно на 0.01 больше ЭПП вытекающих TM_0 мод в однослойных структурах. Возможная причина появления такой моды состоит в следующем. Известно [5, 19], что показатель преломления о-луча (о-ПП) в H:LN слоях ниже о-ПП ниобата

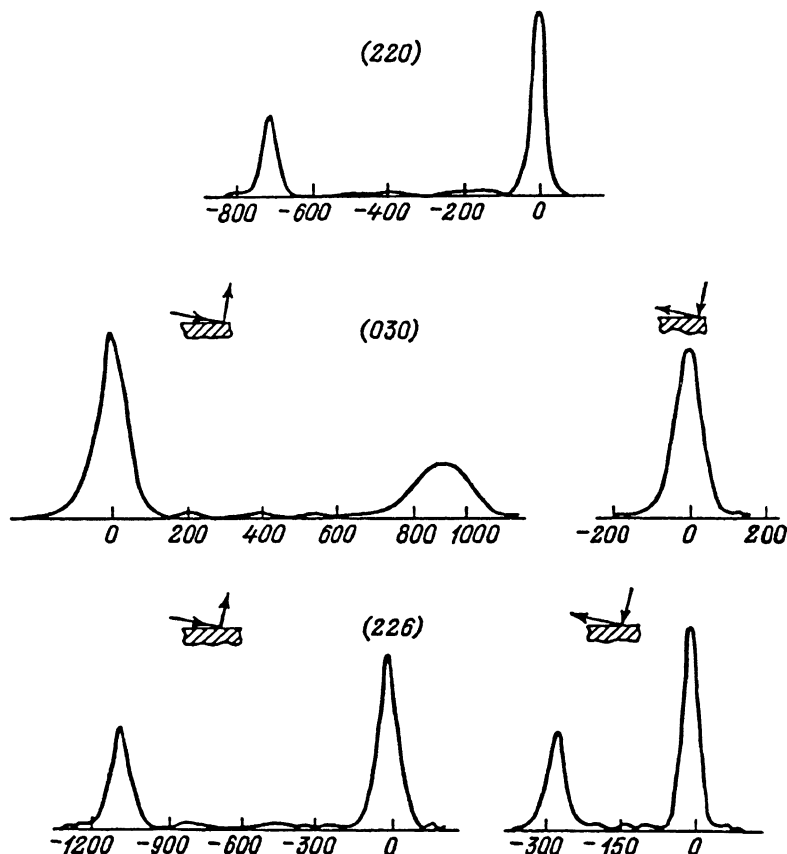


Рис. 5. Кривые качания от плоскостей (220), (030) и (226) образца 5.

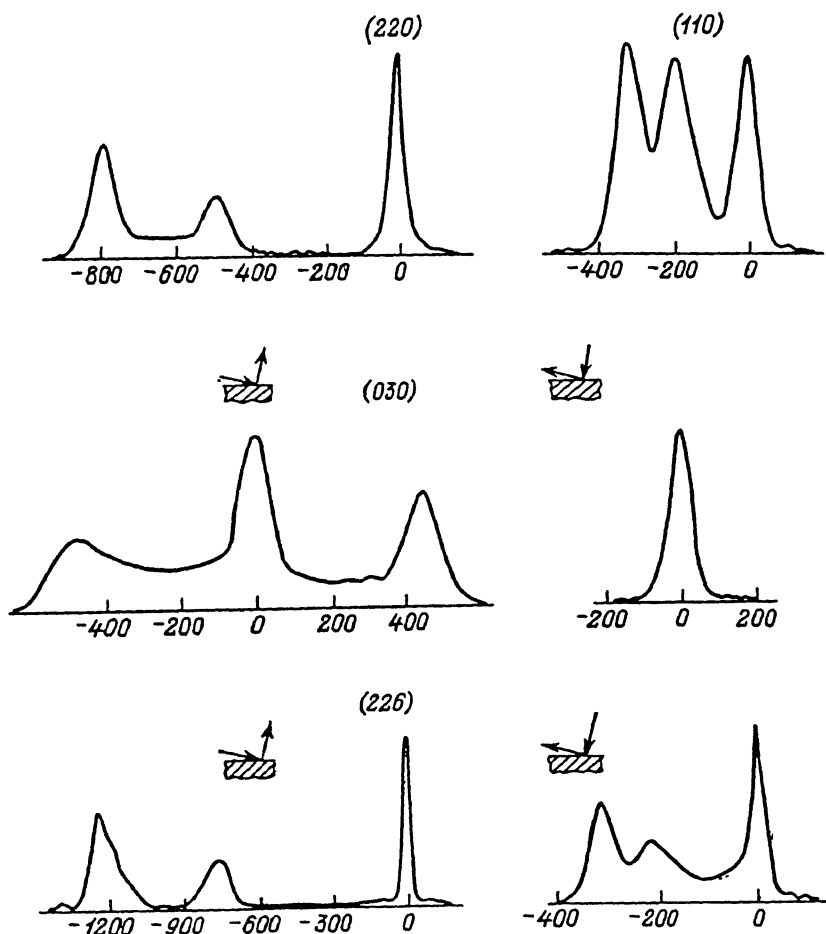


Рис. 6. Кривые качания от плоскостей (220), (030) и (226) образца 6.

лития. Если даже принять, что полное изменение соответствующего ПП обусловлено только фотоупругим эффектом, то, как видно из табл. 2, снижение ПП n_{33} слоя I в образце 6 на 0.0082 меньше, чем n_{33} в слое II. Этого достаточно для возбуждения волноводной TM_x -моды в слое I.

На Z-срезе деформации по осям 1, 2 одинаковы, и после ПЛО в расплавах (растворах) любой кислотности кристалл остается одноосным.

Остановимся еще на одном интересном оптическом явлении. Авторы [20] обнаружили вытекание (с потерями примерно 35 дБ/см) о-компоненты TE -мод с ЭПП ниже о-ПП кристалла в H:LN(X) световодах даже при распространении света вдоль базовой оси Y. Позднее [20, 21] такое явление наблюдали и в структурах H:LN(Y). По предположению авторов [20, 22] эффект можно объяснить появлением ненулевых внедиагональных компонентов тензора диэлектрической проницаемости H:LN области, величина которых должна составлять 0.001 [20]. Очевидно, это возможно в двух случаях: если нарушается соосность кристаллофизических направлений областей H:LN и объема кристалла либо если слой H:LN становится двухосным. Наши данные показывают, что вполне вероятной оказывается вторая возможность. Так, в образце 5 внедиагональные элементы тензора изменения диэлектрической проницаемости (при базовой ориентации исходного кристалла) равны $\epsilon_{12} = \epsilon_{21} = -0.05906$, а в слое H:LN(Y) образца 2 $\epsilon_{23} = \epsilon_{32} = -0.01279$ (остальные нулевые).

Отметим, что после приведения тензора диэлектрической проницаемости к диагональному виду диагональные члены меняются весьма незначительно (порядка 10^{-4}) и разворот главных осей диагонального тензора относительно кристаллофизических осей менее 1° .

Заключение

Показано, что характер деформированного и напряженного состояния в протоннообменных световодах на X-, Y- и Z-срезах существенно зависит от кислотности легирующего источника (раствора или расплава). Слои H:LN(X) и H:LN(Y) имеют двухосную кристаллическую структуру, причем в структурах H:LN(X) кристаллографические оси отклонены от соответствующих в исходном LN. Одним только фотоупругим эффектом объяснить наблюдаемые изменения ПП поверхностной области нельзя. Однако впервые установленный факт снижения сингонии кристалла после ПЛО позволяет качественно описать некоторые оптические явления в H:LN(X) и H:LN(Y) световодах.

Список литературы

- [1] Ganshin V. A., Korkishko Yu. N. // Phys. Stat. Sol. (a). 1990. Vol. 119. N 1. P. 7—22.
- [2] Rice C. E., Jackel J. L. // J. Sol. St. Chem. 1982. Vol. 41. P. 308—314.
- [3] Rice C. E., Jackel J. L. // Mat. Res. Bull. 1984. Vol. 19. N 5. P. 591—597.
- [4] Rice C. E. // J. Sol. St. Chem. 1986. Vol. 84 N 2. P. 188—199.
- [5] Ганшин В. А., Коркишко Ю. Н., Петрова В. З. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 11. С. 2224—2227.
- [6] Ганшин В. А., Иванов В. Ш., Коркишко Ю. Н., Петрова В. З. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 7. С. 1354—1362.
- [7] Minakata M., Kitagai K., Kawakami Sh. // Appl. Phys. Lett. 1986. Vol. 49. N 16. P. 992—994.
- [8] Коркишко Ю. Н., Ганшин В. А. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 4. С. 692—700.
- [9] Jackel J. L., Rice C. E., Veselka J. J. // Appl. Phys. Lett. 1982. Vol. 41. N 7. P. 607—608.
- [10] Ganshin V. A., Korkishko Yu. N., Morozova T. V. // Phys. St. Sol. (a). 1988 Vol. 110. N 2. P. 397—402.
- [11] Ганшин В. А., Коркишко Ю. Н., Петрова В. З. // ЖТФ. 1988. Vol. 58. № 6. P. 1122—1127.
- [12] Goto N., Yip G. L. // Appl. Opt. 1989. Vol. 28. N 1. P. 60—65.
- [13] Cargo J. T., Filo A. J., Hughes M. C. et al. // J. Appl. Phys. 1990. Vol. 67. N 2. P. 627—633.
- [14] Suggii K., Fukuma M., Iwasaki H. // J. Mat. Sci. 1978. Vol. 13. P. 523—533.
- [15] White J. M., Heidrich P. F. // Appl. Opt. 1978. Vol. 15. N 1. P. 151—155.
- [16] Chiang K. S. // J. Light. Techn. 1985. Vol. 3. N 2. P. 385—391.
- [17] Smith R. T., Welsh F. S. // J. Appl. Phys. 1971. Vol. 42. N 6. P. 2219—2233.
- [18] O'Brien R. J., Rosasco G. J., Weber A. // J. Opt. Soc. Am. 1970. Vol. 60. N 5. P. 716—722.
- [19] Micheli M. De., Boteneau J., Neveu S. et al. // Opt. Lett., 1983. Vol. 8. N 2. P. 114—115.
- [20] Башкиров А. И., Шандаров В. М., Шандаров С. М., Шварцман Ж. И. // ЖТФ. 1985. Т. 11. Вып. 5. С. 302—306.
- [21] Chen R., Chang W. S. C. // J. Quant. Electr. 1986. Vol. 22. N 2. P. 880—881.
- [22] Башкиров А. И., Шандаров В. М., Шандаров С. М. // Тез. докл. Всесоюз. науч.-техн. конф. "Проектирование радиоэлектронных устройств на диэлектрических волноводах и резонаторах". Тбилиси, 1988. С. 347—348.

Московский институт электронной техники

Поступило в Редакцию
19 ноября 1990 г.