

Т. Р. ВОЛК, В. И. КОВАЛЕВИЧ,  
Ю. С. КУЗЬМИНОВ, Л. А. ШУВАЛОВ  
(Москва)

## ЭФФЕКТ ФОТОРЕФРАКЦИИ В ЧИСТЫХ И ЛЕГИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА БАРИЯ — СТРОНЦИЯ

Кристаллы твердых растворов ниобата бария — стронция (НБС)  $Ba_xSr_{1-x}Nb_2O_6$  относятся к числу наиболее чувствительных фоторефрактивных материалов. В литературе имеется ряд работ, посвященных исследованию процессов голографической записи в НБС различных составов, номинально чистых и легированных [1—5], но механизм фоторефракции в этих кристаллах специально не исследовался. Однако кристаллы НБС представляются удобным объектом для изучения механизма фоторефракции, поскольку они обладают сегнетоэлектрическим фазовым переходом в доступной температурной области [6] и значительной фотопроводимостью [7]. Благодаря этому можно исследовать связь фоторефрактивных процессов с сегнетоэлектрическими и электрическими свойствами кристаллов, что практически невозможно сделать в кристаллах  $LiNbO_3$ .

Данная статья представляет собой обобщение работ, проведенных авторами в течение последнего времени [8—11], по сравнительному исследованию фоторефрактивных свойств кристаллов семейства НБС.

Исследования проводились в кристаллах  $Ba_{0,25}Sr_{0,75}Nb_2O_6$  (НБС-0,25), именуемых далее «чистыми», и в кристаллах  $Ba_{0,4}Sr_{0,6}Nb_2O_6 + 0,05\% Ce$  (НБС—Ce), обладающих наибольшей фоторефрактивной чувствительностью среди всего семейства кристаллов НБС.

**Методика эксперимента.** Исследуемые кристаллы НБС, выращенные методом Чохральского [12], представляли собой плоскопараллельные пластины  $5 \times 5 \times 2$  мм<sup>3</sup> с нанесенными на торцы (001) электродами из напыленного золота или серебряной пасты. Оценка изменения величины двупреломления производилась либо прямым методом оптической компенсации [13], либо измерением дифракционной эффективности  $\eta$  объемной голограммы, записанной в кристалле обычным двухлучевым методом [14]. В первом случае фоторефракция индуцировалась сфокусированным лучом Ar-лазера ( $\lambda = 0,488$  мкм) диаметром  $\sim 0,1$ — $0,5$  мм; оценка величины  $\Delta(n_e - n_o)$  осуществлялась путем пространственного зондирования «поврежденной» области ослабленным лучом He-Ne-лазера диаметром  $0,02$ — $0,04$  мм. Точность измерения  $\Delta(n_e - n_o)$  была не хуже  $5 \cdot 10^{-6}$ .

**Фоторефрактивная чувствительность кристаллов ниобата бария — стронция.** На рис. 1, 2 приведены зависимости  $\Delta(n_e - n_o)$  от времени экспозиции и интенсивности «повреждающего» света для кристаллов НБС-0,25 и НБС—Ce при комнатной температуре без приложения внешнего поля. Видно, что величина  $d\Delta(n_e - n_o)/dt$ , характеризующая фоторефрактивную чувствительность материала, резко возрастает в легированном кристалле.

Легирование кристалла примесью Ce приводит к появлению примесного максимума на кривой поглощения [5] и соответствующего «хвоста» фотопроводимости в области  $0,5$  мкм (рис. 3). В этой же спектральной области НБС—Ce обладает максимальной величиной чувствительности  $S$ , приведенной к поглощению:

$$S = \Delta(n_e - n_o) / \alpha W, \quad (1)$$

где  $\alpha$  — коэффициент поглощения,  $W = It$  — плотность энергии возбуждающего света; расчет  $S$  проводился для линейного участка зависимости  $\Delta(n_e - n_o)(t)$ .

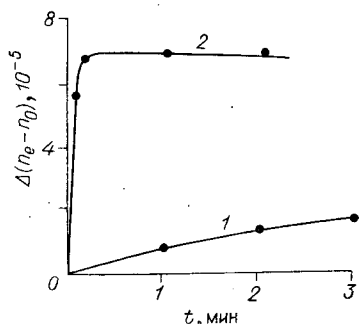


Рис. 1. Зависимость величины фоторефракции от времени экспозиции в кристаллах НБС-0,25 (1) и НБС — Се (2);  $\lambda = 0,488$  мкм,  $I = 20$  Вт/см<sup>2</sup>.

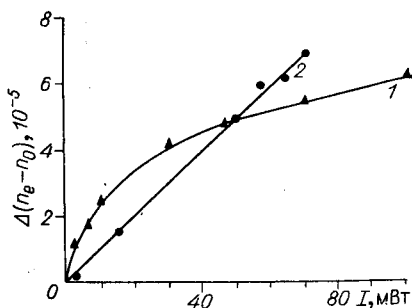


Рис. 2. Зависимость величины фоторефракции от интенсивности «повреждающего» света в кристаллах НБС-0,25 (1) и НБС — Се (2);  $\lambda = 0,488$  мкм.

Для  $\lambda = 0,488$  мкм в кристаллах НБС — Се  $S = 2 \cdot 10^{-7}$  Дж<sup>-1</sup> · см<sup>3</sup>, в чистых кристаллах НБС-0,25  $S = 2 \cdot 10^{-10}$  Дж<sup>-1</sup> · см<sup>3</sup>. В кристаллах НБС — Се величина  $S$  обнаруживает резкую спектральную зависимость: для  $\lambda = 0,633$  мкм  $S < 10^{-11}$  Дж<sup>-1</sup> · см<sup>3</sup>. (Столь резкая зависимость  $S$  в НБС — Се имеет место лишь при освещении световым пятном; при записи голограмм, когда, как показано в [15], реализуется диффузионный механизм фоторефракции [14], зависимость  $S$  коррелирует с  $\sigma_{\phi}(\lambda)$ .) Таким образом, спектральная зависимость  $S$  в НБС — Се выражена более резко, чем в LiNbO<sub>3</sub> : Fe [16]. В кристаллах НБС-0,25 величина фоторефрактивной чувствительности приблизительно определяется соотношением величин поглощения, т. е. более слабо зависит от длины волны.

Наблюдаемую резкую спектральную зависимость  $S(\lambda)$  нельзя объяснить спектральной зависимостью квантового выхода  $\beta(\lambda)$ , поскольку анализ зависимостей  $\alpha(\lambda)$  и  $\sigma_{\phi}(\lambda)$  (см. рис. 3) и люкс-амперных характеристик фотопроводимости  $\sigma_{\phi}(I)$  показывает, что в интервале 0,45—0,65 мкм величина  $\beta$  меняется не более чем на порядок. Таким образом, «очувствление» кристалла НБС — Се в примесной области не связано только с возрастанием  $\alpha$  и  $\beta$ .

В настоящее время предложено два альтернативных механизма эффекта фоторефракции: фотогальванический [17] и фотополяризационный [18, 19].

Эффект фоторефракции в чистых и легированных кристаллах НБС не связан с возникновением аномального фотогальванического тока, поскольку для предельных используемых интенсивностей повреждающего света  $\sim 100$  Вт/см<sup>2</sup> величины возникающих фотонапряжений, измерен-

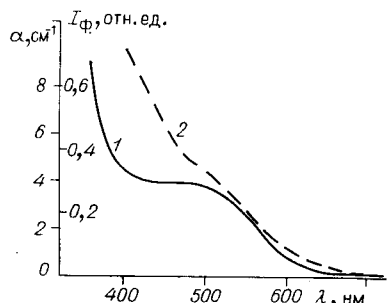


Рис. 3. Дифференциальный спектр поглощения (1) и спектральная зависимость фотопроводимости (2) кристалла НБС — Се.

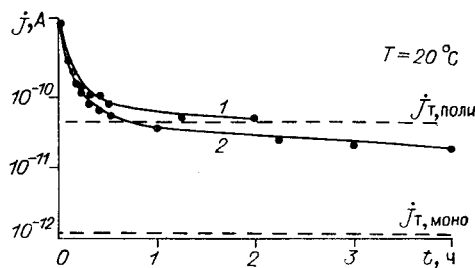


Рис. 4. Спад остаточной проводимости (ОП) в кристаллах НБС-0,25 в полидоменном (1) и в монодоменном (2) образцах при комнатной температуре.

ных компенсационным методом, не превышают 0,1—0,2 В. Соответствующая напряженность поля составляет 10—20 В/см, тогда как наблюдаемые экспериментально величины фоторефракции при тех же интенсивностях  $\Delta(n_e - n_o) \sim 10^{-4}$  соответствуют величинам полей  $\sim 300$ —500 В/см.

Можно было бы связать фоторефракцию в НБС с процессами экранирования фотоносителями пирополей, возникающих при поглощении интенсивного света [20, 21]. Однако в этом случае зависимость  $S(\lambda)$  в принципе должна была бы коррелировать с зависимостью  $\alpha(\lambda)$ , что как показано выше, не имеет места.

Наблюдаемый в НБС—Се резкий рост фоторефрактивной чувствительности в примесной области может быть объяснен с помощью фотополаризационного механизма [19]. Фоторефрактивные свойства чистых и специально легированных кристаллов НБС существенно различны, что подтверждает принципиальную роль примеси в фоторефрактивных процессах.

В специально нелегированных кристаллах НБС фоторефракция, по нашему мнению, не является «собственным» эффектом, а связана с процессами экранирования внутреннего поля, существующего в объеме неоднородного кристалла.

Известно, что кристаллы твердых растворов НБС обладают значительной структурной неоднородностью [22]. Это связано не только с условиями выращивания, но, по-видимому, обусловлено определенной нестехиометричностью состава. Наиболее заметно существование структурных неоднородностей проявляется в кристаллах со значительным содержанием Ва, в частности кристаллы НБС-0,25 обладают весьма размытым фазовым переходом [6, 22].

Вывод о неоднородности кристаллов НБС подтверждается наблюдаемым в них явлением остаточной проводимости, т. е. аномально медленным спадом проводимости до равновесного темнового значения  $\sigma_t$  после выключения света. Данное явление наблюдается во многих полупроводниках [23]. Согласно [23] возникновение остаточной проводимости связано с неоднородностью структуры полупроводника, т. е. в общем случае с существованием случайно распределенного потенциального рельефа, затрудняющего процессы рекомбинации фотоносителей.

Явление остаточной проводимости наблюдается во всех кристаллах семейства НБС, но наиболее резко оно выражено в НБС-0,25. (В настоящей работе не делается попытки выяснить конкретную природу остаточной проводимости, поскольку из-за отсутствия данных по подвижности нельзя оценить величину эффективного сечения захвата). В монодоменизированных кристаллах НБС-0,25 при комнатной температуре кратность остаточной проводимости  $\sigma_{оп}/\sigma_t \sim 10$ , время спада до равновесного темнового значения составляет 1—2 ч (рис. 4). Кристаллы монодоменизировались путем охлаждения в поле 2—3 кВ/см от 150°C до комнатной температуры с последующей длительной выдержкой в этом поле [24]. В монодоменизированных кристаллах кратность остаточной проводимости  $\sigma_{оп}/\sigma_t \sim 10^2$ , время спада возрастало до 20—25 ч (см. рис. 4). (Следует отметить, что явления остаточной проводимости в НБС-0,25 обнаруживают значительную анизотропию и всегда выражены наиболее резко в направлении полярной оси  $C$ , даже в случае приложения «отжигающего» поля вдоль неполярного направления  $a$ .)

Монодоменизация кристаллов НБС-0,25 по описанной выше методике приводит не только к возрастанию остаточной проводимости, но и к увеличению униполярности кристаллов: петли диэлектрического и оптического гистерезиса монодоменизированных кристаллов обнаруживают устойчивую асимметрию. По мере возрастания степени униполярности и эффектов остаточной проводимости возрастает величина фоторефрактивной чувствительности. В кристаллах с малой степенью униполярности

эффекта фоторефракции не наблюдается (в пределах точности измерений).

Таким образом, можно заключить, что в «девственных» кристаллах НБС вследствие флуктуаций состава имеется случайно распределенный рельеф потенциальных барьеров, обуславливающий незначительную остаточную проводимость. Можно предположить, что «отжиг» в поле приводит как к упорядочиванию направления спонтанной поляризации  $P_s$  в нестехиометричных микрообластях, так и к определенному перераспределению примесей (скорее всего, кислородных вакансий [25]). Таким образом, монокристаллический кристалл НБС-0,25 представляет собой совокупность микрозерен, характеризующихся различной величиной  $P_s$ . Неоднородное распределение  $P_s$  в объеме ( $\text{div } P(z) \neq 0$ ) приводит к соответствующему неоднородному распределению пространственного заряда  $\rho(z) = e(N_d^+ - N_a^- + p - n)(N_d$  и  $N_a$  — концентрации донорных и акцепторных примесей), т. е. к возникновению системы коллективных барьеров, обуславливающей наблюдаемые явления остаточной проводимости. Такая неоднородная структура характеризуется наличием в объеме кристалла неоднородно распределенного поля  $E_i = dF/dz$  ( $F$  — уровень Ферми), величина которого определяется степенью униполярности кристалла.

При локальном освещении кристалла фотовозбужденные носители объемно разделяются в макроскопическом поле  $E_i$ ; образовавшееся локальное поле пространственного заряда  $E_{sc}$  обуславливает изменение дву-преломления в освещенной области. Разумеется, проведенное рассмотрение носит чисто качественный характер, однако следующие экспериментальные факты подтверждают предположение о наличии в объеме униполярных кристаллов НБС-0,25 макроскопического поля.

1. Предварительное однородное освещение кристаллов НБС-0,25 фоточувствительным светом резко понижает величину фоторефрактивной чувствительности  $S$ , что обусловлено, по-видимому, экранированием поля  $E_i$  во всем объеме. В ряде случаев последующая подсветка ИК-светом «ощущает» кристалл, и исходное значение  $S$  восстанавливается.

2. Как показано выше, наибольшей фоторефрактивной чувствительностью обладают сильно униполярные кристаллы НБС-0,25 с асимметричной петлей электрооптического гистерезиса. В освещенной области возникновение фоторефракции сопровождается уменьшением степени униполярности: электрооптическая «бабочка» становится менее асимметричной (рис. 5), по-видимому, также за счет экранирования поля  $E_i$ . В результате термического или оптического стирания фоторефракции «бабочка» восстанавливает исходную асимметрию (см. рис. 5). Величины  $E_{sc}$ , оцененные независимо из величин фоторефракции  $\Delta(n_e - n_o)$  и смещения «бабочки» в этой же области, находятся в хорошем согласии.

Предложенная модель возникновения фоторефракции в неоднородном сегнетоэлектрике может объяснить плохую воспроизводимость величин  $\Delta(n_e - n_o)$  в НБС-0,25, отмеченную еще в [2], зависимость фоторефракции от предварительного отжига кристаллов и существенную неоднородность ее распределения в объеме кристалла [26].

**Характеристические времена фоторефракции в кристаллах НБС.** Пространственное распределение фоторефракции в кристаллах НБС (рис. 6) аналогично [27], что свидетельствует о существовании в освещенной области поля пространственного заряда  $E_{sc}$ . Следует ожидать корреляции характеристических времен фоторефракции (времен записи, стирания и хранения) с величинами времен диэлектрической релаксации  $\tau_m \sim \epsilon/\sigma$ .

Кинетика процессов записи и оптического стирания фоторефракции в НБС — Се при освещении светом  $\lambda = 0,488$  мкм (рис. 7) может быть описана выражениями

$$\frac{\Delta(n_e - n_o)_t}{\Delta(n_e - n_o)_0} = (1 - e^{-t/\tau_{\text{фр}}}) \quad \text{и} \quad \frac{\Delta(n_e - n_o)_t}{\Delta(n_e - n_o)_0} = e^{-t/\tau_{\text{фр}}} \quad (2)$$

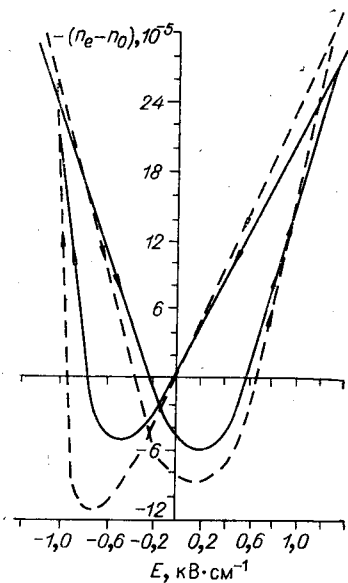


Рис. 5. Изменение формы петли электрооптического гистерезиса в результате фоторефрактивного эффекта: штриховая кривая — исходная форма электрооптической «бабочки» в униполярном кристалле НБС-0,25; сплошная кривая — форма электрооптической «бабочки» в поврежденной области.

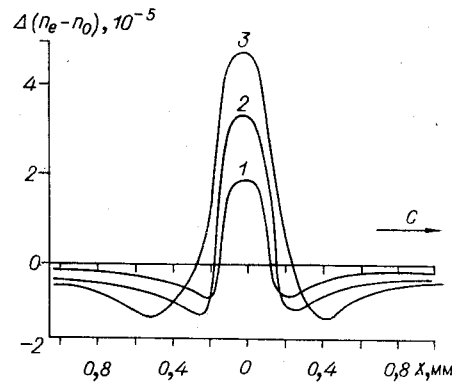


Рис. 6. Пространственное распределение фоторефракции вдоль полярной оси  $C$  в кристалле НБС — Се при освещении сфокусированным пучком Ar-лазера,  $d = 0,4$  мм: кривые 1—3 соответствуют различным экспозициям.

для записи и стирания соответственно. Поскольку в используемом интервале интенсивностей кривые записи и стирания симметричны при одинаковой интенсивности (при падении стирающего света под небрэгговским углом), оба процесса характеризуются одной и той же постоянной времени  $\tau_{\text{фр}}$ .

Нами была получена люкс-амперная характеристика (ЛАХ) фотопроводимости НБС — Се для  $\lambda = 0,488$  мкм, линейная во всем интервале используемых интенсивностей  $10^{-1} - 10^2$  Вт/см<sup>2</sup> (рис. 8). Фотопроводимость для этой длины волны может быть выражена следующим образом:

$$\sigma_{\text{ф}} = 1,2 \cdot 10^{-10} I \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см} \cdot \text{Вт}^{-1},$$

где  $I$  — интенсивность света. На основании полученных зависимостей фотопроводимости  $\sigma_{\text{ф}}$  была рассчитана соответствующая зависимость  $\tau_{\text{м}} \sim \epsilon / \sigma_{\text{ф}}$  от интенсивности (для  $\epsilon = 10^3$ ) (см. рис. 8). Полученная из измерений фоторефракции зависимость времен оптического стирания  $\tau_{\text{фр}}$  от интенсивности находится в хорошем согласии с рассчитанной их ЛАХ зависимостью для  $\lambda = 0,488$  мкм.

На рис. 9 представлена кинетика темного спада фоторефракции в кристаллах НБС — Се. Она может быть описана двумя характеристическими временами. В первые 10—20 мин после выключения «повреждающего» луча происходит быстрый спад величины  $\Delta(n_e - n_o)$ , причины которого будут рассмотрены ниже. Последующий более медленный спад описывается зависимостью

$$\frac{\Delta(n_e - n_o)_t}{\Delta(n_e - n_o)_0} = e^{-t/\tau_{\text{кр}}} \quad (3)$$

Величина  $\tau_{\text{кр}}$  характеризует время спада фоторефракции в темноте. В исследованных кристаллах времена  $\tau_{\text{кр}}$  составляли  $(1-3) \cdot 10^4$  с, что находится в хорошем согласии с величиной  $\tau_{\text{м}} \sim \epsilon / \sigma_{\text{т}}$  ( $\sigma_{\text{т}}$  — темновая проводимость) (см. таблицу). Величина  $\sigma_{\text{т}}$  и соответственно  $\tau_{\text{кр}}$  в НБС — Се

обнаруживают существенную зависимость от условий предварительной обработки кристалла. Монодоменные кристаллы НБС—Се обладают наиболее низкими значениями  $\sigma_t$  и наибольшими значениями времен хранения фоторефракции (см. таблицу). Сравнительная оценка характеристических времен фоторефракции, в частности времен хранения  $\tau_{xp}$ , с соответствующими временами диэлектрической релаксации  $\tau_M$ . Однако в отличие от кристалла с Се в чистых кристаллах эти величины не согласуются друг с другом (см. таблицу). Как видно из таблицы, величина  $\tau_{xp}$  в НБС-0,25 обычно примерно на порядок ниже величины  $\tau_M$ , рассчитанной из данных по равновесному темновому значению  $\sigma_t$ . Это можно объяснить, если учесть наблюдаемое в НБС-0,25 явление остаточной проводимости. Как показано выше, освещение монодоменных кристаллов НБС-0,25 интенсивным светом из области фотопроводимости приводит к увеличению темновой проводимости до неравновесного значения  $\sigma_{оп}$ , сохраняющегося в течение времени порядка суток. В соответствии с этим времена сохранения фоторефракции в темноте  $\tau_{xp}$  должны определяться не равновесной величиной  $\sigma_t$ , а фактической величиной проводимости, возбужденной светом данной интенсивности. Действительно, наблюдаемые в НБС-0,25 времена  $\tau_{xp}$  могут быть в грубом приближении описаны «неравновесным» временем диэлектрической релаксации  $\tau'_M \sim \epsilon/\sigma_{оп}$  (см. таблицу).

В нашей работе и в [2] наблюдалось некоторое уменьшение  $\tau_{xp}$  с ростом интенсивности «повреждающего» света от 10 до 100 Вт/см<sup>2</sup> ( $\lambda = 0,488$  мкм). Это обусловлено, по-видимому, ростом величины  $\sigma_{оп}$  в зависимости от интенсивности.

Явление остаточной проводимости в более слабой степени наблюдается также в НБС—Се, где время спада остаточной проводимости в монодоменных кристаллах при комнатной температуре 10—20 мин. С этим связана упомянутая выше быстрая кинетика спада фоторефракции в

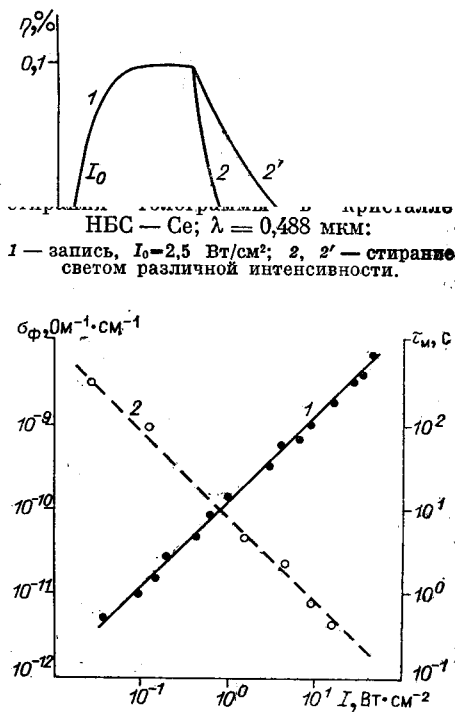


Рис. 8. Люкс-амперная характеристика фотопроводимости (1) и рассчитанная зависимость (2) времени диэлектрической релаксации  $\tau_M \sim \epsilon/\sigma_{оп}$  от интенсивности в кристалле НБС—Се для  $\lambda = 0,488$  мкм:

о — экспериментально наблюдаемые величины времен записи и оптического стирания фоторефракции для этой же длины волны.

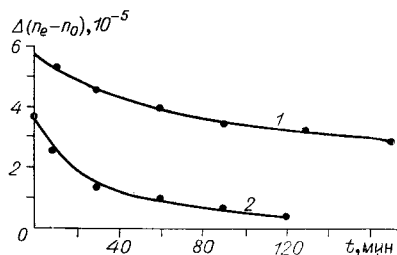


Рис. 9. Кинетика спада фоторефракции в темноте в монодоменном (1) и частично деполаризованном (2) кристаллах НБС—Се.

Времена хранения фоторефракции в чистых и легированных кристаллах ниобата бария — стронция

Кристалл	$\tau_{\text{хр}}, \text{с}$	$\frac{\sigma}{(\text{СГСЕ})}$	$\varepsilon$	$\tau_{\text{м}} \varepsilon / \sigma, \text{с}$	$\sigma^*_{\text{оп}}$
НБС—Се монокристаллический	$(1-3) \cdot 10^4$	0,1	$10^3$	$10^4$	—
НБС—Се деполяризованный	$(1-2) \cdot 10^3$	1,0	$10^3$	$10^3$	—
НБС-0,25	$(3-5) \cdot 10^3$	0,1	$5 \cdot 10^3$	$5 \cdot 10^4$	1,0

\* Приведена величина  $\sigma_{\text{оп}}$  через 1 ч после выключения света,  $\lambda = 0,488 \text{ мкм}$ ,  $I = 1 \text{ Вт/см}^2$ .

НБС—Се в первые 10—20 мин после выключения «повреждающего» света.

В кристаллах НБС-0,25 обнаружен наблюдающийся в ряде полупроводников [23] эффект полевого гашения остаточной проводимости, который заключается в резком уменьшении величины  $\sigma_{\text{оп}}$  в результате приложения значительного импульса внешнего поля. Поскольку  $\tau_{\text{хр}}$  фоторефракции в НБС-0,25 определяется величиной  $\sigma_{\text{оп}}$ , полевое гашение остаточной проводимости приводит к увеличению  $\sigma_{\text{хр}}$ . В исследованных монокристаллических кристаллах НБС-0,25  $\sigma_{\text{оп}} \sim 10^{-12} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ ,  $\tau_{\text{хр}} \sim 2-3 \text{ ч}$ . Приложение импульса внешнего поля  $\pm (600-700) \text{ В/см}$  длительностью  $\sim 1 \text{ мин}$  приводило к уменьшению  $\sigma_{\text{оп}}$  почти на порядок и соответствующему увеличению  $\tau_{\text{хр}}$  до 10—15 ч.

Спектральные характеристики фоторефракции в кристаллах НБС. Кинетика оптического стирания фоторефракции в НБС—Се для всех энергий экспозиции стирающего света удовлетворительно описывается зависимостью

$$\Delta(n_e - n_o)_t / \Delta(n_e - n_o)_0 = \exp(-kW), \quad (4)$$

где  $\Delta(n_e - n_o)_0$  — исходная величина фоторефракции;  $W = It$  — энергия стирающего света (для учета поглощения при расчетах использовалась приведенная величина интенсивности  $I = I_0(1 - e^{-\alpha d})(\alpha d)^{-1}$ );  $\alpha$  — коэффициент поглощения;  $d$  — толщина кристалла;  $k$  — константа оптического стирания, характеризующая чувствительность к стиранию и зависящая только от длины волны [ $k = 1/\tau_{\text{ст}}I$ , ср. с формулой (2)].

На рис. 10 представлена полученная зависимость константы стирания  $k(\lambda)$  в НБС—Се. В фотоактивной области 0,4—0,65 мкм зависимость  $k(\lambda)$  коррелирует с  $\sigma_f(\lambda)$  (см. рис. 3). В ближней ИК-области имеется дополнительный максимум оптического стирания фоторефракции в области  $\lambda \sim 1,0 \text{ мкм}$ , не сопровождающийся аномалией поглощения и фотопроводимости.

Рис. 11 иллюстрирует кинетику оптического стирания голограммы светом  $\lambda = 1,15 \text{ мкм}$  (He-Ne-лазер ЛГ-126) с интенсивностью 2 мВт. Константы оптического стирания для длин волн  $\lambda = 0,488$  и 1,15 мкм составляют соответственно  $k = 1,2 \cdot 10^{-1} \text{ с}^{-1} \cdot \text{Вт}^{-1} \cdot \text{см}^2$  и  $k = 1,1 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1} \cdot \text{Вт}^{-1} \cdot \text{см}^2$ , т. е. эффективность ИК-стирания на порядок меньше, чем эффективность стирания фотоактивным светом.

Обсудим полученные результаты. В фоточувствительном сегнетоэлектрике локальное изменение двупреломления обусловлено образованием поля пространственного заряда  $E_{\text{зс}}$ . Существование максимума оптического стирания фоторефракции в ИК-области  $\sim 1,0 \text{ мкм}$  объясняется фотоактивацией уровней захвата, ответственных за образование поля  $E_{\text{зс}}$ . Оценка соответствующей энергии активации дает величину порядка 1,2 эВ. Большие величины времен стирания (см. рис. 11) в ИК-области

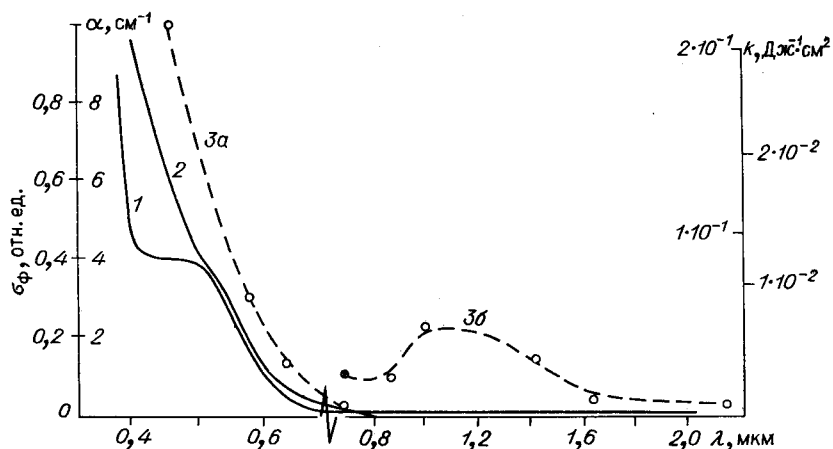


Рис. 10. Спектральная зависимость константы оптического стирания фоторефракции  $k(\lambda)$  (3а, 3б) в кристаллах НБС—Се;  $k(\lambda)$  в ИК-области показана в меньшем масштабе (3б). [Для сравнения приведены спектральные зависимости коэффициента поглощения  $\alpha(\lambda)$  (1) и фотопроводимости  $\sigma_{\text{ф}}(\lambda)$  (2).]

(малые величины константы стирания в сравнении с видимой областью) обычно характерны для процессов фотоактивации глубоких ловушек, например для кинетики индуцированной фотопроводимости [28]. Оптическое стирание фоторефракции в видимой области объясняется следующими причинами. Выше было показано, что величины характеристических времен стирания  $\tau_{\text{ст}}$  при стирании фотоактивным светом хорошо согласуются с величинами  $\tau_{\text{м}} \sim \epsilon/\sigma_{\text{ф}}$ . Таким образом, оптическое стирание фоторефракции в НБС—Се в фотоактивной области обусловлено распадом поля  $E_{\text{sc}}$  за счет увеличения проводимости кристалла.

Поскольку спектральная зависимость возбуждения фоторефракции в НБС—Се обнаруживает резкий максимум в примесной области 0,5 мкм, можно сделать вывод, что поле  $E_{\text{sc}}$ , ответственное за фоторефракцию в кристаллах НБС—Се, обусловлено фотовозбуждением примеси Се и последующим захватом электронов на глубокие ловушки с энергией активации  $U_s \sim 1,2$  эВ.

Такая картина оптического стирания отличается от наблюдаемой ранее в  $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$  [16], где имеет место совпадение спектральных максимумов возбуждения и стирания фоторефракции в примесной области  $\lambda \sim 0,5$  мкм, что дало основание, в частности, заключить, что в  $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$  образование поля  $E_{\text{sc}}$  обусловлено возбуждением донорной примеси  $\text{Fe}^{2+}$  с последующим захватом электронов на ловушки  $\text{Fe}^{3+}$ .

**Заключение.** В кристаллах семейства НБС эффект фоторефракции обусловлен возникновением в освещенной области поля пространственного заряда  $E_{\text{sc}}$ . Образование поля  $E_{\text{sc}}$  не связано с протеканием фотовольтаического тока.

Резкий рост фоторефрактивной чувствительности в примесной области НБС—Се ( $\lambda \sim 0,5$  мкм) по сравнению с чистыми кристаллами НБС не может быть объяснен характером спектральных зависимостей поглощения и фотопроводимости, а, по-видимому, обусловлен особенностями процессов фотовозбуждения примеси Се. В чистых кристаллах НБС возникновение

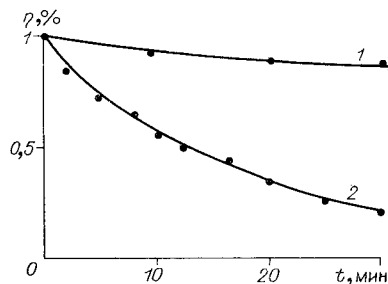


Рис. 11. ИК-стирание голограммы в кристалле НБС—Се: 1 — распад голограммы в темноте; 2 — кинетика стирания голограммы светом с  $\lambda = 1,15$  мкм,  $I = 2$  мВт.



фоторефракции связано с процессами экранирования внутреннего макроскопического поля, существующего в объеме кристалла вследствие структурной неоднородности твердого раствора.

В кристаллах НБС—Се характеристические времена фоторефракции (записи, оптического стирания и темнового хранения) хорошо согласуются с величинами времен диэлектрической релаксации  $\tau_m \sim \epsilon/\sigma$ , вычисленными из независимых измерений темновой и фотопроводимости. В чистых кристаллах НБС времена хранения фоторефракции определяются процессами остаточной проводимости. В соответствии с этим наблюдаемые времена хранения занижены по сравнению с величинами равновесных времен  $\tau_m$ .

Спектральное распределение оптического стирания фоторефракции (голограмм) в НБС—Се обнаруживает максимумы в фотоактивной области  $\sim 0,5$  мкм и ИК-области  $\sim 1$  мкм. В фотоактивной области константа оптического стирания для данной интенсивности определяется величиной фотопроводимости. В ИК-области стирание обусловлено фотоактивацией уровней захвата, ответственных за образование поля  $E_{sc}$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Thaxter J. B. Electrical control of holographic storage in SBN.— *Appl. Phys. Lett.*, 1969, vol. 15, p. 210.
2. Thaxter J. B., Kestigian M. Unique properties of SBN and their use in a layered optical memory.— *Appl. Opt.*, 1974, vol. 13, p. 913.
3. Micheron F., Mayeux C., Trotier J. C. Electrical control in photoferroelectric materials for optical storage.— *Appl. Opt.*, 1974, vol. 13, p. 784.
4. Micheron F., Trotier J. C. Photoinduced phase transitions in SBN crystal and applications.— *Ferroelectrics*, 1974, vol. 8, p. 441.
5. Megumi K., Kozuka H., Kobayashi M., Furuhata Y. High-sensitive holographic storage in Ce-doped SBN.— *Appl. Phys. Lett.*, 1977, vol. 36, p. 631.  
Megumi K., Kozuka H., Kobayashi M., Furuhata Y. The enhancement in photosensitivity of strontium barium niobate with cerium doping.— *Proc. of the 1st Meeting on Materials and their Applications*. Vol. 17. Kyoto, 1977.
6. Glass A. M. Investigation of the electrical properties of  $Sr_{1-x}Ba_xNb_2O_6$ .— *J. Appl. Phys.*, 1969, vol. 40, p. 4699.
7. Волк Т. Р., Кочев К. Д., Кузьминов Ю. С. Аномалии фотоэлектрических и оптических свойств монокристаллов НБС.— *Кристаллография*, 1975, т. 20, с. 583.
8. Guinzberg A. V., Kochev K. D., Kuzminov Yu. S., Volk T. R. The photoferroelectric mechanism of the effect of optical damage in SBN-crystals.— *Phys. Stat. Solidi (a)*, 1975, vol. 29, p. 309.
9. Guinzberg A. V., Kochev K. D., Kuzminov Ju. S., Volk T. R. Spectral characteristics of the photorefractive effect in SBN-crystals.— *Ferroelectrics*, 1978, vol. 18, p. 71.
10. Volk T. R., Kovalevich V. I., Kuzminov Yu. S. Photorefractive effect in SBN in internal field in the inhomogeneous ferroelectric crystals.— *Ferroelectric*, 1978, vol. 22, p. 659.
11. Волк Т. Р., Ковалевич В. И., Полозков Н. М. и др. Фотоэлектрические свойства и фоторефракция в кристаллах НБС.— *ФТТ*, 1979, т. 21, с. 2591.
12. Кузьминов Ю. С. Ниобат и танталат лития — материалы для нелинейной оптики. М., Наука, 1975.
13. Сонин А. С., Василевская А. С. Электрооптические кристаллы. М., Атомиздат, 1971.
14. Amodei J. J. Analysis of transport processes during holographic recording in insulators.— *RCA Rev.*, 1971, vol. 32, p. 185.
15. Воронов В. В., Гулания Э. Х., Дорош И. Р. и др. Фоторефрактивные и фотоэлектрические свойства кристаллов НБС, легированных Ge.— *Квант. электроника*, 1979, т. 6, с. 1993.
16. Kurz H., Krätzig E. Spectroscopic investigation of the photorefractive recording and erasure process in  $LiNbO_3:Fe$ .— *Appl. Phys. Lett.*, 1975, vol. 26, p. 635; Krätzig E., Kurz H. Photorefractive and photovoltaic effect in doped  $LiNbO_3$ .— *Optica Acta*, 1977, vol. 24, p. 475.
17. Glass A. M., von der Linde D., Negran T. J. High-voltage bulk photovoltaic effect and the photorefractive process in  $LiNbO_3$ .— *Appl. Phys. Lett.*, 1974, vol. 25, p. 233.
18. Johnston W. D. Optical index damage in  $LiNbO_3$  and other pyroelectric insulators.— *J. Appl. Phys.*, 1970, vol. 41, p. 3279.

19. Леванюк А. П., Осипов В. В. Механизмы фоторефрактивного эффекта.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1977, т. 41, с. 752.
20. Белиничер В. И., Канаев И. Ф., Малиновский В. К., Стурман Б. И. Исследование эффекта оптического повреждения в кристаллах  $\text{LiNbO}_3$ .— ФТТ, 1976, т. 18, с. 2256.
21. Schein L. B., Gressman P. I., Gross L. E. Pyroelectric induced optical damage in  $\text{LiNbO}_3$ .— J. Appl. Phys., 1978, vol. 49, p. 793.
22. Ивлева Л. И., Кузьминов Ю. С. Получение, свойства, применение монокристаллов твердых растворов ниобата бария — стронция. Препринт. № 93, М., изд. ФИАН, 1977.
23. Шейнкман М. К., Шик А. Я. Долговременные релаксации и остаточная проводимость в полупроводниках.— ФТП, 1976, т. 19, с. 209.
24. Воронов В. В., Ивлева Л. И., Кузьмин Г. П. и др. Широкополосный пироэлектрический детектор на основе кристалла НБС. Препринт № 191, М., ФИАН, 1976.
25. Алексюк В. Е. Исследование физических свойств сегнетоэлектрических твердых растворов на основе ниобатов бария и стронция. Автореф. на соиск. учен. степени канд. физ.-мат. наук. Львов, 1976.
26. Бездегный Н. М., Дубовик М. Ф., Зейналлы А. Х. и др. Распределение внутреннего поля и фоторефракция в кристаллах ниобата бария — стронция.— ФТТ, 1979, т. 21, с. 265.
27. Chen F. S. Optically induced change of refractive indices in  $\text{LiNbO}_3$  and  $\text{LiTaO}_3$ .— J. Appl. Phys., 1969, vol. 40, p. 3389.
28. Рывкин С. М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М., Физматгиз, 1963.

*Поступила в редакцию  
22 мая 1979 г.*

УДК 778.38 : 533.36

И. ГЮНТЕР, А. Э. КРУМИНЬ  
(Цюрих, Швейцария — Рига, СССР)

### ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ЗАПИСИ И СТИРАНИЯ ФАЗОВЫХ ГОЛОГРАММ В ВОССТАНОВЛЕННЫХ КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА КАЛИЯ\*

**Введение.** Одной из наиболее важных характеристик записи фазовых голограмм в сегнетоэлектрических кристаллах является чувствительность  $S$ , определяемая как изменение показателя преломления ( $n$ ) в начальной стадии образования голограммы ( $t \rightarrow 0$ ) к единице падающей (или поглощенной) световой энергии:

$$S = \frac{\delta n}{\delta(I_0 t)} \Big|_{t \rightarrow 0}, \quad (1)$$

где  $I_0$  — интенсивность светового излучения.

В общем случае  $S$  определяется поглощением света, процессом переноса заряда, электрооптическим эффектом и взаимодействием между пучками при формировании голограмм [1—4]. Различные механизмы, ответственные за эффект фоторефракции (фотогальванический, диффузионный, фотополяризационный), имеют разные величины  $S$  [5]. Изучение чувствительности в зависимости от свойств кристалла и условий записи дает обширную информацию для выявления наиболее благоприятных условий записи фазовых голограмм, а также для оценки механизмов, определяющих процесс фоторефракции.

У кристаллов  $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$  [3] и  $\text{LiTaO}_3 : \text{Fe}$  [6], где фоторефракция главным образом объясняется фотогальваническим механизмом, чувстви-

\* Экспериментальная часть работы проведена в Высшей технической школе г. Цюриха (Швейцария).