

- [1] C. L. Perkeris. Phys. Rev., 112, 1649, 1958.
 [2] S. G. Liu, Y. Nogami, M. A. Preston. Phys. Rev., A18, 787, 1978.
 [3] B. R. Johnson. J. Chem. Phys., 73, 5051, 1980.
 [4] H. Feshbach, S. I. Rubinov. Phys. Rev., 98, 188, 1955.
 [5] R. J. White, F. H. Stillinger. J. Chem. Phys., 52, 5800, 1970.

Поступило в Редакцию 12 января 1982 г.

УДК 535.36 : 548.0

ВЛИЯНИЕ ФОТОРЕФРАКЦИИ НА РЕЛЕЕВСКОЕ РАССЕЯНИЕ В $\text{LiNbO}_3\text{-Fe}$

Г. Н. Дмитрик, П. А. Коротков и В. В. Обуховский

Воздействие лазерного излучения на некоторые сегнетоэлектрические кристаллы сопровождается возникновением эффекта фоторефракции (ФР), иначе называемого оптическим повреждением (ОП) [1, 2]. В настоящей работе исследуется динамика самоиндуцированного изменения интенсивности релеевского рассеяния света I_R при возникновении ОП в монокристаллах ниобата лития легированных железом.

Исследуемые кристаллы имели вид прямоугольных параллелепипедов, ребра которых ориентированы вдоль кристаллографических осей x, y, z (z — оптическая ось). Источником возбуждающего излучения служил He—Cd-лазер, генерирующий линейно поляризованный свет мощностью 20 мВт ($\lambda = 441.6$ нм). Рассеянное излучение регистрировалось в 90° геометрии с помощью установки, собранной на базе спектрометра ДФС-12. Для увеличения плотности возбуждающего излучения использовалась линза с $F = 20$ см. Диаметр освещенной области внутри образца при нефокусированном пучке был равен 0.2 см, а в случае сфокусированного пучка — примерно 0.02 см.

Измерения показали, что длительное (примерно в течении 1 часа) освещение кристалла $\text{LiNbO}_3\text{-Fe}$ нефокусированным лазерным пучком сопровождается непрерывным изменением интенсивности релеевского рассеяния света $I_R(t)$. Указанный эффект максимален в случае, если для возбуждающего излучения $\mathbf{k}_i \parallel ox$, $\mathbf{e}_i \parallel oz$, а для рассеянного $\mathbf{k}_R \parallel oz$, $\mathbf{e}_R \parallel ox$, где \mathbf{k} и \mathbf{e} — соответственно волновой вектор и вектор поляризации лазерного l и рассеянного R излучений.

Для образцов с концентрацией примеси $N[\text{Fe}] = 0.02$ вес.% при $t \leq \tau$ ($\tau \sim 5 \div 10$ мин) наблюдается возрастание интенсивности релеевского рассеяния света от $I_R(0)$ до $I_R^{\text{max}}(t \sim \tau) \simeq (5 \div 6) I_R(0)$ с последующим спадом до уровня $I_R(\infty) \simeq (1.5 \div 2) I_R(0)$ в течении $40 \div 50$ мин ($I_R(0)$ — величина интенсивности релеевского рассеяния света в первоначальный момент освещения образца). Типичная зависимость I_R от времени освещения t для указанной выше геометрии эксперимента графически иллюстрируется на рисунке кривой а. Увеличение интенсивности лазерного луча I_l за счет подфокусировки приводит к уменьшению τ . При полной фокусировке лазерного пучка в кристалл при $t > 1$ мин величина I_R практически не зависит от t (кривая б). Это вызвано относительно быстрым ($\tau \sim 20 \div 30$ с) развитием процесса ФР.

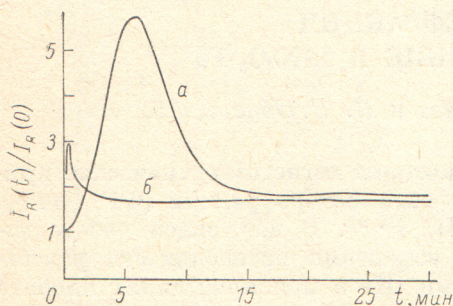
Одновременное исследование спектров комбинационного рассеяния показало, что зависимость I_R от t не связана с существенной перестройкой структуры кристаллической решетки ниобата лития.

Полученные результаты можно связать с двумя механизмами: а) рассеянием света на фотоиндуцированных неоднородностях показателя преломления $\delta n(r)$, инициируемых неоднородным распределением примеси в кристаллах $\Delta N(r)$ (этот эффект существует при $t \gg \tau$); б) перекачкой энергии от возбуждающего (сильного) пучка в слабые рассеянные компоненты на созданных

в кристалле интерференционных решетках. Последнее обусловлено нестационарным преобразованием энергии (НПЭ) при взаимодействии двух когерентных световых пучков в средах, обладающих сильным фотовольтаическим эффектом [3, 4], и имеет заметную величину при $t \leq (3 \div 6) \tau$.

Возникновение фотоиндуцированных неоднородностей δn имеет следующую природу. В освещенных кристаллах генерируется фотовольтаический ток $j_s = NGI_1$, приводящий к разделению зарядов и появлению внутреннего поля E_0 [1, 2]. Неоднородность $\Delta N(r)$ распределения примеси приводит к пространственной модуляции поля E_0 . За счет электрооптического эффекта возникает наведенный показатель преломления, флуктуации которого $\delta n \sim \Delta N I_1$ имеют фотоиндуцированный характер.

Возможна иная причина временной зависимости $I_R(t)$. Слабые волны, рассеянные на первоначальных флуктуациях показателя преломления δn , взаимодействуя с основным лазерным пучком, создают интерференционное распределение интенсивности светового поля, которое за счет ФР ведет к возникновению пространственной решетки (шумовая голограмма). Стационарный энергообмен между двумя когерентными световыми полями одинаковой частоты в средах с локальным нелинейным откликом (в частности, в ниобате лития) запрещен [5]. Однако в нестационарных условиях может наблюдаться суще-



ственное усиление слабого пучка за счет сильного [3, 4, 6] в течении времени порядка $\tau \sim \tau_0/[1+(I_1/I_n)]$, I_n — интенсивность насыщающего света, τ_0 — максвелловское время релаксации. При переходе к стационарному режиму ($t \gg \tau$) этот эффект должен исчезать.

Перекачка энергии зависит от длины L взаимодействия рассеянной волны с лазерной. Последнее проверялось в специально поставленном эксперименте. Нефокусированный лазерный пучок падал на экран со щелью (ширина щели ≈ 0.02 см), которая выделяла узкую световую полосу вдоль диаметра поперечного сечения пучка. Распределение интенсивности возбуждающего излучения по длине и ширине щели имело соответственно гауссов и прямоугольный характер. При освещении образца световой полосой, ориентированной параллельно оси z ($L \approx 0.2$ см), зависимость $I_R(t)$ была аналогична кривой *a* на рисунке. Если же световая полоса ориентировалась параллельно y ($L \approx 0.02$ см), изменение I_R с течением времени не наблюдалось, за исключением слабо выраженных флуктуаций.

Согласно нашим измерениям, в геометрии, указанной выше, $I_R(\infty)/I_R^{\text{max}} \approx (15 \div 30)\%$. Это свидетельствует о том, что вклад от механизма фотоиндуцированного наведения микронеоднородностей составляет сравнимую величину относительно вклада, который обусловлен НПЭ.

Экспериментально разделить вклады этих двух механизмов можно производя измерения $I_R(t)$ при возбуждении когерентным и некогерентным источниками накачки. В последнем случае вклад НПЭ полностью отсутствует для любых t .

В заключение авторы благодарят С. Г. Одулова и Н. В. Кухтареву за полезные обсуждения.

Литература

- [1] М. Лайнс, А. Гласс. Сегнетоэлектрики и родственные им материалы. Мир, М., 1981.
- [2] В. М. Фридкин. Фотосегнетоэлектрики. Наука, М., 1979.
- [3] В. Л. Винецкий, Н. В. Кухтарев, Т. И. Семенов. Квант. электрон., 8, 217, 1981.
- [4] Н. В. Кухтарев, В. Б. Марков, С. Г. Одулов. ЖТФ, 50, 1905, 1980.
- [5] Б. Я. Зельдович, И. И. Соколов. УФН 3, 101, 1970.
- [6] W. L. Rother, H. Maue, W. Kaiser. Z. Naturforsch., A25, 1136, 1970.

Поступило в Редакцию 16 февраля 1982 г.