

ОБНАРУЖЕНИЕ НЕРАВНОВЕСНОЙ ДИФФУЗИИ В КРИСТАЛЛАХ LiNbO_3

В.Г.Бровкович, Б.И.Стурман

В экспериментах по динамической самодифракции в кристаллах ниобата лития обнаружен новый механизм формирования сдвиговых решеток показателя преломления, характеризующийся аномально большими коэффициентами усиления волн. Механизм связан с диффузией высокоподвижных нетермализованных электронов с энергиями $\epsilon \gg T$.

Известно, что в фоторефрактивных сегнетоэлектрических кристаллах, таких как LiNbO_3 , LiTaO_3 , взаимодействие когерентных световых пучков одинаковой частоты связано с разде-

лением зарядов за счет фотогальванического эффекта (ФГЭ), дрейфа и диффузии фотоэлектронов ^{1,2}. Данные оптических экспериментов содержат богатую информацию о характере этих кинетических явлений. В настоящей работе впервые показано, что в кристаллах ниобата лития основной вклад в диффузионный ток дают нетермализованные электроны с энергиями $\epsilon \gg T$.

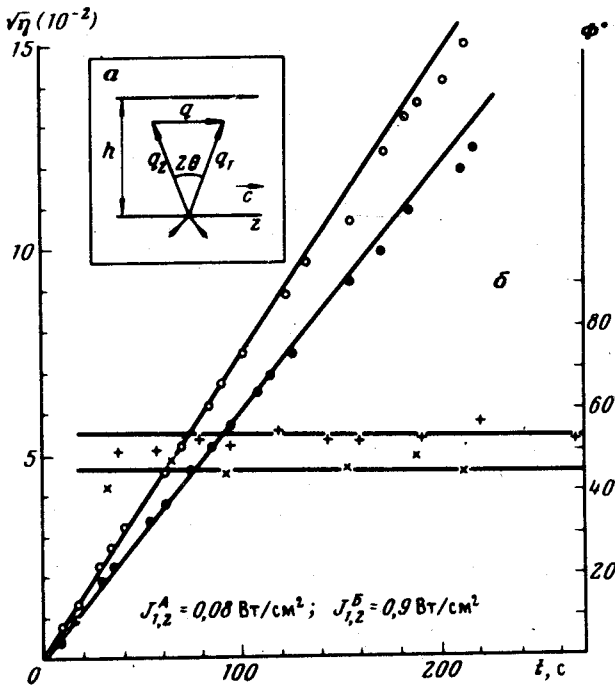


Рис.1. а – Схема записи, б – временные зависимости $\sqrt{\eta}$ и Φ на начальном участке записи; \circ – $\sqrt{\eta}_A$; \bullet – $\sqrt{\eta}_B$; \oplus – Φ_A ; \oplus – Φ_B

1. При простейшей двухлучевой схеме опыта, рис.1 а, из-за пространственной модуляции интенсивности света (как $\cos qz$) в кристалле образуется осциллирующее электрическое поле

$$E_q = E' \cos qz + E'' \sin qz = |E| \cos(qz + \Phi). \quad (1)$$

Его несмещенная компонента E' связана с ФГЭ и фотопроводимостью во внешнем поле E_0 (в дальнейшем $E_0 = 0$), а смещенная E'' с диффузией фотоэлектронов; Φ есть фазовый сдвиг между распределениями интенсивности света J и поля E_q . Амплитуда $|E|$ и фаза Φ восстанавливаются из измерений дифракционной эффективности η решетки показателя преломления, связанной с E_q , и величины энергообмена записывающих пучков ΔJ ^{2,3}. Для обыкновенных волн с одинаковыми начальными интенсивностями, $J_1 = J_2$,

$$\eta = (n_0^2 r_{13} |E| qh / 4 \sin 2\theta)^2, \quad \Delta J = 2J_1 \sqrt{\eta} \sin \Phi, \quad (2)$$

где n_0 – показатель преломления, а r_{13} – электрооптическая константа кристалла. Формулы (2) справедливы при достаточно малой толщине образца h , когда $\eta, \Delta J / J_1 \ll 1$.

Из элементарных соображений следует что на временах меньших максвелловского, $t \ll t_M = \epsilon_{\parallel} / 4\pi\sigma_{\Phi}$ (ϵ_{\parallel} – статическая проницаемость, $\sigma_{\Phi}(J_1)$ – фотопроводимость) поле E_q должно линейно расти, а фаза Φ сохранять постоянное значение,

$$\text{tg } \Phi = E_{\text{dif}} / E_{\Phi}. \quad (3)$$

Здесь E_{Φ} – запирающее поле, связанное с ФГЭ, являющееся характеристикой кристалла и легко определяющееся из независимых экспериментов, а

$$E_{\text{dif}} = qD / \mu \quad (4)$$

так называемое диффузионное поле, определяемое коэффициентом диффузии фотоэлектронов D и их подвижностью μ . Принято считать, что D и μ связаны соотношением Эйнштейна, $D = \mu T e^{-1}$. Тогда

$$E_{dif} = E_{dif}^T \equiv qT/e, \quad (5)$$

а вместе с ним и фаза Φ — фиксированные величины. На больших временах, $t \gg t_M$ решетка должна становиться чисто сдвиговой; $\Phi \rightarrow \pi/2$, а определяющая энергообмен смещенная компонента поля $E'' \rightarrow 2E_{dif}^3$.

2. В наших экспериментах наблюдались закономерности, не укладывающиеся в традиционные представления о характере диффузии фотоэлектронов. На рис. 1, б, приведены результаты исследования начального участка записи для двух кристаллов LiNbO_3 . Образец *A* имел толщину $h = 0,03$ см, содержал около 0,03 вес.% Fe и обладал запирающим полем $E_\Phi = (40 \pm 5) \cdot 10^3$ В/см. Образец *B* был номинально чист, имел $h = 0,3$ см и $E_\Phi = (8 \pm 1) \cdot 10^3$ В/см. Запись производилась светом аргонового лазера $\lambda = 5145 \text{ \AA}$, угол $2\theta = 13^\circ$. Видно, что в соответствии с ожидаемым $\sqrt{\eta} \propto t$, $\Phi = \text{const}$ ¹⁾. Однако энергообмен оказался аномально велик; поле E_{dif} , вычисленное по формуле (3) и данным рис. 1, б, для кристаллов *A* и *B* составило $45 \cdot 10^3$ В/см и $11 \cdot 10^3$ В/см, что соответственно в 25 и 6 раз превосходит диффузионное поле $E_{dif}^T = 1,7 \cdot 10^3$ В/см.

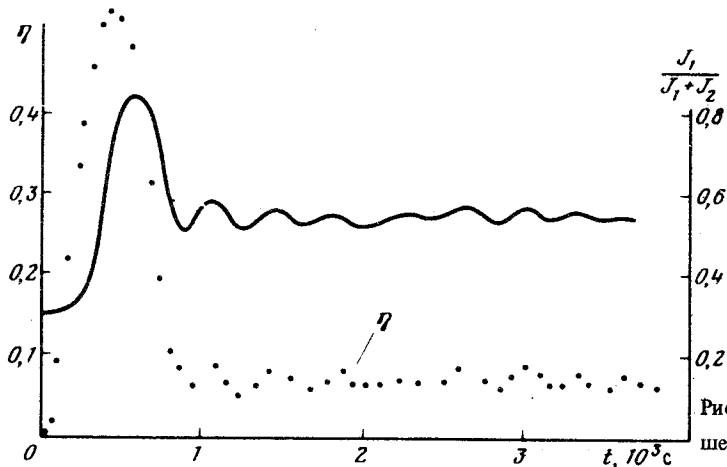


Рис. 2. Энергообмен и дифракция на решетке при больших временах записи

На рис. 2 приведены зависимости $\eta(t)$ и относительной интенсивности одного из пучков $J_1(t)/J_1 + J_2$ на больших временах записи, полученные на кристалле *A*. Переходные максимумы η и J_1 при $t \sim t_M$ обусловлены ФГЭ³. Колебания вблизи стационарного состояния имеют, видимо, аппаратный характер и связаны с нестабильностью оптической схемы за большие времена. На стационарном участке данным рис. 2 отвечает $\Phi \cong \pi/2$. Из величины стационарного энергообмена можно независимо оценить $E_{dif} \cong 20 \cdot 10^3$ В/см, что хорошо согласуется со значением, полученным из начального участка записи. Величина стационарного энергообмена более чем на полтора порядка превосходит ожидаемую (определяемую полем E_{dif}^T). Подчеркнем, что учет таких факторов как поглощение и рассеяние света, ограниченность ширины пучков, наличие нескольких типов носителей заряда способен лишь уменьшить наблюдаемую величину эффекта, но никак не увеличить ее.

¹⁾ Точки на рис. 1, б отвечают одному из проведенных опытов. С хорошей точностью (10 – 15 %) полученные данные воспроизводились и в других сериях.

3. Полученные экспериментальные данные получают естественную интерпретацию в рамках модели переноса заряда в фоторефрактивных кристаллах, предложенной недавно в ⁴. В этой модели (опирающийся на экспериментальные данные по ФГЭ и фотопроводимости) предполагается, что вклад в ток нетермализованных фотоэлектронов с энергиями $\epsilon \gg T$ может быть относительно велик из-за малой подвижности термализованных электронов μ_T . Малость μ_T связывается с локализацией носителей вблизи минимумов флуктуационного потенциала кристалла. Последующие эксперименты по влиянию магнитного поля на ФГЭ показали, что в кристаллах LiNbO_3 $\mu_\epsilon / \mu_T \sim 10^3$ ⁵.

Для неравновесных нетермализованных электронов связь между коэффициентом диффузии и подвижностью вместо соотношения Эйнштейна дается формулой $D_\epsilon \cong \epsilon \mu_\epsilon e^{-1}$. В соответствии с (4) это приводит к диффузионному полю

$$E_{dif} \cong q\epsilon/e, \quad (6)$$

в ϵ/T раз превосходящему E_{dif}^T . Сравним вклады в диффузионный ток неравновесных и термализованных электронов,

$$\frac{j_{dif}^\epsilon}{j_{dif}^T} \sim \frac{\mu_\epsilon}{\mu_T} \frac{\epsilon}{T} \frac{\tau_\epsilon}{\tau_{ж}}; \quad (7)$$

τ_ϵ — время релаксации по энергии, $\tau_{ж}$ — время жизни в зоне термализованных фотоэлектронов. Полагая $\epsilon/T \sim 10^2$, $\tau_\epsilon \sim 10^{-11}$ с, получим в качестве условия преобладания неравновесной диффузии очень мягкое ограничение на время жизни, $\tau_{ж} \lesssim 10^{-6}$ с. Оно намного мягче условия преобладания неравновесной фотопроводимости ⁴. Поэтому существует широкая промежуточная область параметров, в которой σ_Φ связана с термализованными электронами, диффузия с неравновесными, а $\frac{qT}{e} \leq E_{dif} \lesssim \frac{q\epsilon}{e}$. Зная E_{dif} можно оценить энергию неравновесных электронов. Для кристалла A $\epsilon \gtrsim 0,5$ эВ.

Сильная зависимость E_{dif} от частоты света и энергетической структуры кристалла дает возможность значительного увеличения коэффициентов усиления волн. Большой интерес представляли бы также эксперименты в области больших пространственных частот q , где следует ожидать эффектов сильной пространственной дисперсии, связанных с большими длинами пробега неравновесных электронов.

Авторы благодарят С.Г.Одулова и Б.Я.Зельдовича за полезное обсуждение.

Литература

1. Лайнс М., Гласс А. Сегнетоэлектрики и родственные им материалы. М.: Мир, 1981.
2. Винецкий В.Л., Кухтарев Н.В., Одулов С.Г., Соскин М.С. УФН, 1979, 129, 113.
3. Стурман Б.И., ЖТФ, 1978, 48, 1010.
4. Малиновский В.К., Стурман Б.И. ФТТ, 1980, 22, 1378.
5. Леванюк А.П., Погосян А.Р., Уюкин Е.М. ДАН, 1981, 256, 60.

Институт радиоэлектроники
Академии наук Белорусской ССР

Институт автоматики и электрометрии
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
19 марта 1983 г.