

01;05;07

## Несоответствие времени формирования и релаксации решеток пространственного заряда в фоторефрактивных кристаллах

© Н.А. Гусак

Институт повышения квалификации и переподготовки кадров по новым направлениям развития техники, технологии и экономики Белорусского национального технического университета  
220107 Минск, Белоруссия  
e-mail: rectorat@ipk.by

(Поступило в Редакцию 7 декабря 2010 г.)

Установлено несоответствие времени формирования и релаксации решеток пространственного заряда в фоторефрактивных кристаллах, возникающее при одновременном появлении, а также исчезновении однородной и неоднородной частей светового возбуждения среды. Показано, что время формирования таких решеток всегда меньше времени релаксации, причем эта особенность их поведения проявляется сильнее с ростом интенсивности света.

### Введение

В работах [1,2] показано, что последовательная теория фоторефрактивного эффекта в электрооптических кристаллах должна содержать в своей основе наряду с уравнением для пространственного заряда еще и уравнение для свободных носителей. Совместное рассмотрение указанных уравнений освобождает нас от необходимости привлекать использовавшийся ранее прием, не предусматривающий учета изменения одной переменной величины при нахождении поведения другой величины. Это, в свою очередь, дает возможность изучать не искаженный предположениями процесс, а процесс реальный с целью выявления его полной и достоверной картины.

Необходимо отметить, что теоретическое исследование фоторефрактивного эффекта началось гораздо раньше, с работы Н.В. Кухтарева [3], в которой получены результаты фундаментального значения. В [3] показано, что заряд решетки, возбуждаемой в кристалле с глубокими активными центрами с помощью стоячей световой волны, затухает, вообще говоря, не по закону максвелловской релаксации, а при переходе к стационарному состоянию, в случае наличия внешнего постоянного электрического поля, совершает колебания. Это вытекает из приближенного решения системы уравнений, получившей впоследствии название кухтаревской системы уравнений.

В последующих теоретических работах разных авторов, посвященных фоторефрактивному эффекту, исследование распространилось на кристаллы с усложненным составом их активных центров (см., например, [4–6]). Отличительной чертой этих работ является общий приближенный метод рассмотрения задач, постулирующий неизменность во времени концентрации свободных носителей в течении изучаемого процесса. За таким подходом к исследованию кинетических явлений в фоторефрактивных кристаллах в обзоре [7] было закреплено название адиабатическое приближение.

В то же время из результатов работы [2] следует, что можно строить и строгую теорию фоторефрактивного

эффекта. Для этого необходимо вводить в рассмотрение также и переменную во времени концентрацию свободных носителей, причем кухтаревская система уравнений позволяет получить требуемое уравнение в каждом конкретном случае.

Распространение такого подхода на кристаллы, помещенные во внешнее постоянное электрическое поле [8,9], позволило вскрыть механизм колебания заряда при переходе решеток к стационарному состоянию и установить связь этих колебаний с волнами пространственного заряда [10,11]. Достоверную и полную информацию о кинетике решеток пространственного заряда оказалось возможным получить только путем совместного рассмотрения решеток заряда и свободных носителей.

В работах [1,2,8,9] предполагалось, что и включение, и выключение неоднородной части светового излучения происходит на фоне неизменной однородной составляющей освещения. При таком условии протекания кинетических процессов времена формирования и релаксации решеток пространственного заряда по длительности оказываются одинаковыми.

На практике также встречается и другая ситуация, когда обе части светового воздействия на кристалл появляются и исчезают вместе. Эта ситуация отличается от прежней характерными особенностями в поведении заряда, заслуживающими специального рассмотрения. Ниже показано, что в данном случае возникает взаимность, несоответствие времени прямого и обратного процессов, причем прямой процесс формирования решеток пространственного заряда совершается быстрее обратного процесса их релаксации.

### Основные уравнения и их решения

Пусть в момент времени  $t = 0$  кристалл, находившийся до этого в темноте, подвергается воздействию стоячей световой волны, интенсивность которой вдоль некоторой оси  $z$  распределена по закону

$$I(z) = I_0[1 + m \cos(kz)], \quad (1)$$

где  $I_0$  — среднее значение интенсивности,  $m$  — коэффициент модуляции и  $k$  — волновое число. Такое воздействие вызывает увеличение концентрации  $N_e$  свободных электронов в зоне проводимости кристалла и ее модуляцию вдоль той же оси.

Для анализа протекающих при этом кинетических явлений в кристалле воспользуемся кухтаревской системой уравнений, которая состоит из уравнения непрерывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{j} = 0, \quad (2)$$

уравнения Пуассона

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0 \epsilon}, \quad (3)$$

выражения для плотности тока

$$\mathbf{j} = e\mu N_e \mathbf{E} + \mu k_B T \nabla N_e \quad (4)$$

и кинетического уравнения

$$\frac{\partial N^+}{\partial t} = (\beta + SI)(N - N^+) - \gamma N^+ N_e. \quad (5)$$

Здесь  $\rho$  — плотность заряда,  $\mathbf{E}$  и  $\nabla N_e$  — векторы напряженности электрического поля и градиента концентрации электронов,  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость среды,  $\epsilon_0$  — электрическая постоянная,  $\mu$  — подвижность электронов,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $T$  — абсолютная температура среды,  $e$  — элементарный заряд,  $\beta$  — вероятность тепловой генерации свободных электронов,  $\gamma$  — коэффициент рекомбинации,  $S$  — сечение оптического поглощения,  $N$  и  $N^+$  — концентрации фоторефрактивных центров донорного типа нейтральных и положительно заряженных соответственно.

В фоторефрактивном кристалле кроме активных центров присутствуют также и насыщенные акцепторы с некоторой концентрацией  $N_c$ . В темноте и при однородном световом воздействии кристалл локально сохраняет электронейтральность, которая требует соблюдения равенства

$$N^+ = N_c + N_e. \quad (6)$$

Будем рассматривать такие кристаллы, переход которых под действием света из одного стационарного состояния в другое не сопровождается существенным изменением  $N^+$ . Следовательно, предполагаем, что в течение изучаемого процесса не нарушается неравенство  $N_e \ll N_c$ . В этом случае в уравнении (5) справа от знака равенства можно полагать  $N^+ = N_c$ .

Уравнение (5) с учетом выражения (1) распадается на три уравнения, которым можно придать вид

$$\frac{\partial N_e^{(0)}}{\partial t} = \beta(N - N_c) - \frac{1}{\tau_r} N_e^{(0)} = 0, \quad (7)$$

$$\frac{\partial N_e^{(I_0)}}{\partial t} = SI_0(N - N_c) - \frac{1}{\tau_r} N_e^{(I_0)}, \quad (8)$$

$$\frac{\partial N_1^{(+)}}{\partial t} = SI_0 m(N - N_c) \cos(kz) - \frac{1}{\tau_r} N_{e1}, \quad (9)$$

где  $N_e^{(0)}$  и  $N_e^{(I_0)}$  — концентрация электронов в темноте и вызванных однородным освещением  $I_0$ ,  $N_{e1}$  и  $N_1^+$  — концентрации электронов и заряженных фоторефрактивных центров, обусловленных неоднородной частью интенсивности света, а  $\tau_r$  — время рекомбинации

$$\tau_r = \frac{1}{\gamma N_c}. \quad (10)$$

Из этих уравнений видно, что  $N_e$  можно представить в виде

$$N_e = N_{e0}[1 + m_e \cos(kz)], \quad (11)$$

где  $m_e$  — коэффициент модуляции концентрации электронов, причем среднее  $N_{e0} = N_e^{(0)} + N_e^{(I_0)}$  и переменное  $N_{e1} = N_{e0} m_e \cos(kz)$  вдоль координаты  $z$  значения  $N_e$  зависят от времени.

Используя (11), (3) и (4), из (2) для величины  $N_\rho = \rho/e$  находим уравнение

$$\frac{\partial N_\rho}{\partial t} + \frac{1}{\tau_M} N_\rho = \frac{1}{\tau_D} N_{e1}, \quad (12)$$

где  $\tau_M$  — время максвелловской релаксации

$$\tau_M = \frac{\epsilon_0 \epsilon}{e\mu N_{e0}}, \quad (13)$$

$\tau_D$  — диффузионное время

$$\tau_D = \frac{e}{\mu k^2 k_B T}. \quad (14)$$

Поскольку  $N_\rho = N_1^+ - N_{e1}$ , то на основании (9) и (12) получаем уравнение для  $N_{e1}$

$$\frac{\partial N_{e1}}{\partial t} + \left( \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_D} \right) N_{e1} = B + \frac{1}{\tau_M} N_\rho, \quad (15)$$

где  $B = SI_0 m(N - N_c) \cos(kz)$ .

Уравнения (12) и (15) для двух неизвестных функций  $N_\rho$  и  $N_{e1}$  по форме совпадают с соответствующими уравнениями работы [2], в которой исследуются застройка и затухание решеток заряда на фоне постоянного однородного освещения кристалла. Отличие данной ситуации от рассмотренной в [2] состоит в том, что здесь  $\tau_M$  является не постоянной величиной, а функцией времени. В работе [2] при  $\tau_M = \text{const}$  найдены строгие решения для  $N_\rho$  и  $N_{e1}$  в виде разности двух экспоненциальных функций. Там выяснено, что в некоторых частных ситуациях такие решения с достаточной точностью переходят в моноэкспоненциальные решения.

Оказывается, что и в рассматриваемом случае существуют указанные простые решения. Действительно, выражения

$$N_\rho^{(b)} = \frac{B\tau_M^{(b)}\tau_r}{\tau_D} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{1}{\tau_M^{(b)}}\right) \right\}, \quad (16)$$

$$N_{e1}^{(b)} = B\tau_r \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_r}\right) \right\} \quad (17)$$

пригодны для представления формирования решеток в кристаллах, удовлетворяющих условию

$$\tau_r \ll (\tau_M, \tau_D). \quad (18)$$

Здесь  $\tau_M^{(b)}$  зависит от величины  $N_{e0}^{(b)}$ , которая получается на основе решений уравнений (7) и (8) и имеет вид

$$N_{e0}^{(b)} = \left\{ \beta + SI_0 \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_r}\right) \right] \right\} \tau_r (N - N_c). \quad (19)$$

Отсюда видно, что в течение интервала времени  $\sim \tau_r$  происходит увеличение концентрации электронов, сопровождающееся уменьшением времени максвелловской релаксации в соответствии с выражением

$$\tau_M^{(b)} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon}{e\mu \left\{ \beta + SI_0 \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_r}\right) \right] \right\} \tau_r (N - N_c)}. \quad (20)$$

Обратный процесс релаксации заряда осуществляется, наоборот, в условиях уменьшения концентрации электронов

$$N_{e0}^{(d)} = \left[ \beta + SI_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_r}\right) \right] \tau_r (N - N_c). \quad (21)$$

Решениями уравнений (12) и (15) в этом случае являются функции

$$N_{\rho}^{(d)} = \frac{B\tau_M^{(c)}\tau_r}{\tau_D} \exp\left(-\frac{t}{\tau_M^{(d)}}\right), \quad (22)$$

$$N_{e1}^{(d)} = B\tau_r \exp\left(-\frac{t}{\tau_r}\right), \quad (23)$$

где переменная величина  $\tau_M^{(d)}$  изменяется следующим образом:

$$\tau_M^{(d)} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon}{e\mu \left[ \beta + SI_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_r}\right) \right] \tau_r (N - N_c)}, \quad (24)$$

а постоянная  $\tau_M^{(c)}$  равна начальному значению величины (24).

При условии

$$\tau_D \ll (\tau_M, \tau_r) \quad (25)$$

формирование решеток описывается не выражениями (16) и (17), а следующими:

$$N_{\rho}^{(b)} = \frac{B\tau_M^{(b)}\tau_r}{\tau_D} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{\tau_D t}{\tau_r \tau_M^{(b)}}\right) \right\}, \quad (26)$$

$$N_{e1}^{(b)} = B\tau_r \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{\tau_D t}{\tau_r \tau_M^{(b)}}\right) \right\}, \quad (27)$$

где  $\tau_M^{(b)}$  зависит от времени в соответствии с выражением (20). В свою очередь, функции

$$N_{\rho}^{(d)} = \frac{B\tau_M^{(c)}\tau_r}{\tau_D} \exp\left(-\frac{\tau_D t}{\tau_r \tau_M^{(d)}}\right), \quad (28)$$

$$N_{e1}^{(d)} = B\tau_r \exp\left(-\frac{\tau_D t}{\tau_r \tau_M^{(d)}}\right) \quad (29)$$

описывают релаксацию решеток. Здесь  $\tau_M^{(d)}$  и  $\tau_M^{(c)}$  также имеют указанный ранее смысл.

И наконец, функции

$$N_{\rho}^{(b)} = \frac{B\tau_M^{(b)}\tau_r}{\tau_D} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_r}\right) \right\} \quad (30)$$

и (17), а также функции

$$N_{\rho}^{(d)} = \frac{B\tau_M^{(d)}\tau_r}{\tau_D} \exp\left(-\frac{t}{\tau_r}\right) \quad (31)$$

и (23) пригодны для представления процессов соответственно формирования и релаксации решеток заряда и свободных носителей при условии

$$\tau_M \ll (\tau_D, \tau_r). \quad (32)$$

Обратим внимание, что в выражении (31) в отличие от аналогичных выражений (22) и (28) в качестве множителя перед экспонентой выступает величина  $\tau_M^{(d)}$ , задаваемая выражением (24), а не ее начальное значение  $\tau_M^{(c)}$ . Ситуация (32) отличается от двух других ситуаций еще и тем, что в показателе экспоненты для всех функций содержится только одна величина  $\tau_r$ , которая определяет поведение решеток свободных носителей также и в случае (18).

## Обсуждение результатов

Прежде чем приступить к анализу полученных результатов, отметим диапазоны, в которых располагаются значения временных параметров различных фото-рефрактивных кристаллов. Из выражения (10) видно, что минимально возможные значения  $\tau_r^{(\min)}$  достигаются при  $N_c \sim N$ . Примером кристалла, характеризующегося очень малым временем рекомбинации, является ниобат лития с примесью железа  $\sim 10^{-2}\%$ , у которого

$$N_c = \frac{1}{2}N = 3.3 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}, \quad \beta = 1 \text{ с}^{-1},$$

$$S = 6.2 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{J}, \quad \gamma = 10^{-15} \text{ м}^3/\text{с},$$

$$\varepsilon \sim 30, \quad \mu = 10^{-4} \text{ м}^2/\text{Vs} [12].$$

Отсюда при  $k = 2\pi \cdot 10^{-6} \text{ м}^{-1}$  и комнатной температуре находим  $\tau_r \sim 10^{-10} \text{ с}$ ,  $\tau_D \sim 10^{-8} \text{ с}$  и  $\tau_M \sim 10^{-2} \text{ с}$ .

По мере уменьшения  $N_c$  время  $\tau_r$  увеличивается. Так, например, для кристалла силикосилленита (BSO), имеющего следующие значения параметров:

$$N = 10^{25} \text{ м}^{-3}, \quad N_c = 0.95 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}, \quad \beta = 1 \text{ с}^{-1},$$

$$S = 1.06 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{J}, \quad \gamma = 1.65 \cdot 10^{-17} \text{ м}^3/\text{с},$$

$$\varepsilon \sim 10, \quad \mu = 10^{-4} \text{ м}^2/\text{Vs} [13],$$

получаем  $\tau_r \sim 10^{-5} \text{ с}$ ,  $\tau_D \sim 10^{-8} \text{ с}$  и  $\tau_M \sim 10^{-7} \text{ с}$ .

Из численных оценок видно, что переход от кристалла ниобата лития к кристаллу BSO, сопровождается увеличением  $\tau_r$  и уменьшением  $\tau_M$  на пять порядков, при сохранении неизменным значения произведения  $\tau_r \tau_M = 10^{-12} \text{ s}^2$ . Такая особенность данного произведения обусловлена зависимостью его только от параметров, которые мало зависят от типа кристалла.

При  $N_c \rightarrow 0$  время  $\tau_r$  достигает, согласно уравнению (7), максимально возможной  $\tau_r^{(\max)}$  величины

$$\tau_r^{(\max)} = \frac{1}{\sqrt{\gamma\beta N}}. \quad (33)$$

Принимая во внимание приведенные выше значения параметров  $\gamma, \beta$  и  $N$ , получаем предельную оценку  $\tau_r^{(\max)} \sim 10^{-3} \text{ s}$ . В кристалле с таким значением  $\tau_r$  следует ожидать значения  $\tau_M \sim 10^{-9} \text{ s}$ .

Что касается параметра  $\tau_D$ , то диапазон его изменения является более узким. В известных кристаллах  $\mu = 10^{-4} \text{ m}^2/\text{Vs}$ , поэтому существенного отклонения от значения  $\tau_D \sim 10^{-8} \text{ s}$  при фиксированной температуре можно добиться лишь изменением  $k$ .

Рассмотрим вначале кристаллы, для которых прямой процесс описывается выражениями (16) и (17). В этом случае величина  $\tau_M^{(b)}$ , согласно (20), очень быстро достигает своего определенного значения практически и определяющего время  $\tau_g^{(b)}$  формирования решетки пространственного заряда

$$\tau_g^{(b)} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon}{e\mu(\beta + SI_0)\tau_r(N - N_c)}. \quad (34)$$

Это время уменьшается с ростом интенсивности света.

Для времени  $\tau_g^{(d)}$  релаксации решетки заряда из (24) следует, однако, другое выражение

$$\tau_g^{(d)} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon}{e\mu\beta\tau_r(N - N_c)}, \quad (35)$$

которое не зависит от интенсивности света. Данное время больше времени  $\tau_g^{(b)}$  в  $\alpha$  раз

$$\alpha = 1 + \frac{SI_0}{\beta}. \quad (36)$$

Коэффициент  $\alpha$  растет линейно с ростом интенсивности света. Отличие его от единицы говорит о невязимности процессов формирования и релаксации решеток пространственного заряда.

Появление этого эффекта обусловлено изменением физического состояния среды при переходе от прямого процесса к обратному. Прямой процесс благодаря воздействию однородного освещения осуществляется в кристалле с возросшей проводимостью, а обратный процесс протекает уже в других условиях — в отсутствие фотопроводимости.

Следует отметить, что в кристаллах, удовлетворяющих условию (18), проводимость среды определяет

кинетику только решеток заряда, но не решеток свободных носителей. Поэтому времена прямого и обратного процессов для электронов оказываются одинаковыми.

На первый взгляд может показаться, что с увеличением времени рекомбинации эффект невязимности должен ослабевать. В самом деле, увеличение  $\tau_r$  сопровождается уменьшением  $\tau_M$ , приводящим к сопоставимым значениям данных величин. Однако это не означает, что мы приходим к сопоставимым значениям  $\tau_r$  и времени формирования решеток заряда, поскольку вышли из области, где справедливо условие (18), и попали в другую область значений временных параметров, удовлетворяющих условию (25). В этой широкой области важную роль играет диффузия свободных носителей, которая существенно замедляет процессы формирования и релаксации решеток как пространственного заряда, так и электронов. В результате время установления фотопроводимости оказывается малым по сравнению со временем формирования решеток, которое теперь дается выражением

$$\tau_g^{(b)} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon}{e\mu(\beta + SI_0)\tau_D(N - N_c)}, \quad (37)$$

а также со временем релаксации в соответствии с выражением

$$\tau_g^{(d)} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon}{e\mu\beta\tau_D(N - N_c)}. \quad (38)$$

Эти выражения отличаются от выражений (34) и (35) лишь простой заменой  $\tau_r$  на  $\tau_D$ . Следовательно, можно сделать вывод, что и кристаллы, характеризующиеся очень малым временем диффузии по сравнению с временем рекомбинации и максвелловской релаксации, также проявляют невязимность прямого и обратного процессов в кинетике решеток пространственного заряда. Более того, становятся невязимными еще и аналогичные процессы, относящиеся к свободным электронам.

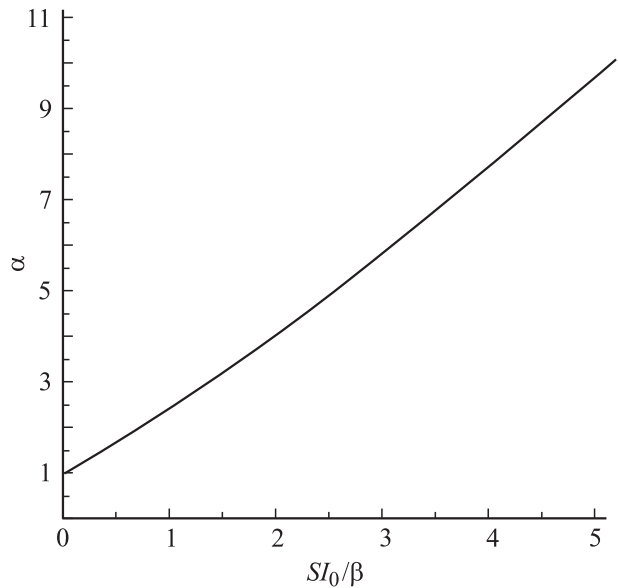
Если теперь обратиться к ситуации, определяющейся условием (32), то видно, что здесь, как и в случае (18), отсутствует невязимность прямого и обратного процессов для электронов. Однако невязимность процессов формирования и релаксации решеток пространственного заряда тем не менее сохраняется. Более того, она приобретает новую особенность.

Найдем время  $\tau_g^{(d)}$ , за которое заряд решетки, находившейся в стационарном состоянии, в процессе релаксации уменьшается в  $e$  раз. В соответствии с выражениями (31) и (24) значение этого времени является корнем уравнения

$$\beta + SI_0 \exp\left(-\frac{\tau_g^{(d)}}{\tau_r}\right) = e(\beta + SI_0) \exp\left(-\frac{\tau_g^{(d)}}{\tau_r}\right). \quad (39)$$

Отсюда имеем

$$\tau_g^{(d)} = \tau_r \ln \left\{ e + (e - 1) \frac{SI_0}{\beta} \right\}. \quad (40)$$



Зависимость  $\alpha$  от интенсивности света  $I_0$  в случае кристалла, для которого выполняется условие (32).

Время  $\tau_g^{(b)}$  формирования решетки заряда, согласно выражениям (30) и (20), находится как корень уравнения

$$\left(1 - \frac{1}{e}\right) \left\{ \beta + SI_0 \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\tau_g^{(b)}}{\tau_r}\right) \right] \right\} = (\beta + SI_0) \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\tau_g^{(b)}}{\tau_r}\right) \right]. \quad (41)$$

Это уравнение дает

$$\tau_g^{(b)} = \tau_r \ln \frac{e\beta + SI_0}{\beta + SI_0}. \quad (42)$$

Из выражений (40) и (42) следует, что при любом значении  $I_0$  время  $\tau_g^{(d)}$  больше, а время  $\tau_g^{(b)}$  меньше  $\tau_r$ . На рисунке приведено отношение  $\tau_g^{(d)}/\tau_g^{(b)}$  как функция  $I_0$ . Видно, что по мере роста  $I_0$  кривая все больше отклоняется вверх от прямой, отражающей линейную зависимость величины  $\alpha$  от  $I_0$  в области малых значений интенсивности света.

## Заключение

В работе установлено, что времена протекания процессов формирования и релаксации решеток пространственного заряда в фоторефрактивных кристаллах при одновременном появлении, а также исчезновении однородной и неоднородной частей светового возбуждения среды являются разными. При этом прямой процесс всегда совершается быстрее обратного и такая особенность поведения решеток проявляется сильнее с ростом интенсивности света.

Выяснена причина возникновения данного эффекта. Она связана с изменением состояния кристалла при изменении направленности процесса. Развитие решетки заряда в ту или другую сторону происходит одновременно с соответствующим изменением проводимости. Так, прямой процесс осуществляется в кристалле с проводимостью, возрастающей благодаря воздействию однородного освещения. В свою очередь, обратный процесс протекает в условиях затухания фотопроводимости. Результатом этого и являются неодинаковые времена для прямого и обратного процессов в кинетике решеток заряда.

В работе проанализированы особенности проявления данного эффекта в различных материалах. Показано, что в наиболее простой форме он выражен в кристаллах с очень малым временем рекомбинации. В этом случае время прямого процесса определяется временем  $\tau_M$ , учитывающим фотопроводимость, а время обратного процесса — временем  $\tau_M$  для темновой проводимости. Что касается решеток свободных носителей, то они формируются и релаксируют за одно и то же время  $\tau_r$ .

Установлено, что для кристаллов, характеризующихся очень малыми значениями времени  $\tau_D$  по сравнению со значениями  $\tau_r$  и  $\tau_M$ , имеет место незначительность процессов формирования и релаксации решеток не только пространственного заряда, но и свободных носителей. При этом времена прямого и обратного процессов зависят как от  $\tau_M$ , изменяющегося с изменением направленности процесса, так и от  $\tau_r$  и  $\tau_D$ .

Установлено также, что наиболее сложную форму незначительность приобретает в кристаллах с очень малыми величинами  $\tau_M$ . Здесь время формирования решеток пространственного заряда оказывается короче времени  $\tau_r$  — времени формирования и релаксации решеток электронов, причем оно уменьшается с ростом интенсивности света. В свою очередь, время релаксации решеток длиннее времени  $\tau_r$ .

Автор выражает благодарность А.Б. Зимину и Н.С. Петрову за обсуждение результатов работы и ценные замечания.

## Список литературы

- [1] Гусак Н.А. // Докл. НАН Беларуси. 2006. Т. 50. № 1. С. 44–49.
- [2] Гусак Н.А. // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 2. С. 96–101.
- [3] Кухтарев Н.В. // Письма в ЖТФ. 1976. Т. 2. Вып. 24. С. 1114–1118.
- [4] Fayeati P., Mahgreften D. // J. Opt. Soc. Am. B. 1991. Vol. 8. N 5. P. 1053–1063.
- [5] Плесовских А.М., Шандаров С.М., Агеев Е.Ю. // ФТТ. 2001. Т. 43. Вып. 2. С. 242–245.
- [6] Плесовских А.М., Шандаров С.М. // ФТТ. 2002. Т. 44. Вып. 1. С. 57–61.
- [7] Buse K. // Appl. Phys. B. 1997. Vol. 74. P. 273–291.
- [8] Гусак Н.А. // Докл. НАН Беларуси. 2007. Т. 51. № 1. С. 40–45.

- [9] Гусак Н.А. // ЖТФ. 2009. Т. 79. Вып. 3. С. 63–70.
- [10] Refregier Ph., Solumar L., Rajbenbach H., Huignard J.P. // J. Appl. Phys. 1985. Vol. 58. P. 45–51.
- [11] Stepanov S.I., Petrov M.V. // Opt. Commun. 1985. Vol. 53. P. 292–295.
- [12] Valley G.C. // IEEE J. Quant. Electron. 1983. QE-19. N 11. P. 1637–1645.
- [13] Johansen P.M. // IEEE J. Quant. Electron. 1989. Vol. 25. P. 530–539.