

06;07;12

Кинетика решеток 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 25 апреля 2005 г.)

Получены уравнения для концентраций заряда решетки и свободных носителей, порождаемых стоячей световой волной в анизотропном фоторефрактивном кристалле, и найдены их решения. Установлена зависимость величины заряда и электрического поля от ориентации решетки относительно кристаллографических осей среды. Показано, что кинетика решеток заряда определяется разностью двух экспонент с характерными временами, сумму которых можно трактовать как постоянную затухания решетки. Обнаружено существование трех областей значений времени максвелловской релаксации, отличающихся между собой характером поведения этой постоянной. Проанализирована кинетика решеток для некоторых кристаллов.

PACS: 81.05-t

Введение

В работе Н.В. Кухтарева [1] было установлено, что время записи (стирания) голографических решеток в фоторефрактивных кристаллах не совпадает по длительности со временем максвелловской релаксации τ_M . Оказывается, заряд решетки затухает не так, как затухает одиночный заряд в проводящей среде. Будем называть в дальнейшем несовпадение времени затухания заряда решетки с τ_M эффектом Кухтарева.

Математически процесс стирания решетки, согласно полученному в [1] приближенному решению исходной системы уравнений, задается одной экспонентой с некоторым характеристическим временем, отличным от τ_M . Данный результат воспроизводился в обзоре [2], посвященном явлениям переноса заряда, вызываемым с помощью света в фоторефрактивных кристаллах. В то же время в работе [3] теоретически обнаружено наличие медленной начальной стадии в процессе затухания решеток (изменение заряда происходит пропорционально квадрату времени t). Такая особенность в поведении заряда разрушает представление о моноэкспоненциальном характере затухания пространственной зарядовой структуры. Отсюда следует, что эффект Кухтарева количественно проработан недостаточно. Поскольку он имеет принципиальное значение для физики фоторефрактивных кристаллов, мы решили исследовать кинетику решеток заряда в общем случае с целью конкретизации условий появления этого эффекта, не ограничиваясь при этом рассмотрением только изотропной среды.

Основные уравнения и их решения

Пусть фоторефрактивный кристалл находится в поле стоячей световой волны, интенсивность которой вдоль

некоторой оси z задается выражением

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

где I_0 — среднее значение интенсивности, m — коэффициент модуляции и k — волновое число. Тогда в зоне проводимости кристалла концентрация N_e свободных электронов становится тоже модулированной, и ее можно задать функцией

$$N_e = N_{e0} [1 + m_e \cos(kz)]. \quad (2)$$

Здесь m_e — коэффициент модуляции концентрации электронов, а N_{e0} — среднее значение N_e . Неоднородное распределение N_e порождает решетку заряда. Это следует из общих принципов электродинамики.

Будем исходить из уравнения непрерывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{J} = 0, \quad (3)$$

уравнения Пуассона

$$\operatorname{div}(\hat{\epsilon} \mathbf{E}) = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (4)$$

и выражения для плотности тока

$$\mathbf{J} = e \hat{\mu} N_e \mathbf{E} + \hat{\mu} k_B T \nabla N_e, \quad (5)$$

учитывающего дрейфовый и диффузионный токи. Здесь ρ — плотность заряда, \mathbf{E} и ∇N_e — векторы напряженности электрического поля и градиента концентрации электронов, $\hat{\epsilon}$ — тензор диэлектрической проницаемости среды, $\hat{\mu}$ — тензор подвижности электронов, ϵ_0 — электрическая постоянная, k_B — постоянная Больцмана, T — абсолютная температуры среды и e — элементарный заряд.

С целью упрощения вида полученных ниже выражений рассмотрим сначала случай изотропной среды с диэлектрической проницаемостью ϵ и подвижностью μ .

На основании (5), используя (2) и (4), из (3) для концентрации заряда $N_\rho = \rho/e$ получим уравнение

$$\frac{\partial N_\rho}{\partial t} + \frac{1}{\tau_M} N_\rho = \frac{1}{\tau_D} N_{e1}, \quad (6)$$

где

$$N_{e1} = N_{e0} m_e \cos(kz), \quad (7)$$

$$\tau_M = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon}{e \mu N_{e0}}, \quad (8)$$

τ_D — диффузионное время

$$\tau_D = \frac{e}{\mu k_B T k^2}. \quad (9)$$

Уравнение (6) получено в предположении, что m_e — малая величина, при этом учтены только линейные по m_e слагаемые.

Согласно (6), для выяснения кинетики решеток заряда необходимо знать зависимость от времени концентрации свободных электронов, которая может быть выявлена только на основе анализа протекающих в фоторефрактивном кристалле процессов. Воспользуемся конкретной моделью такого кристалла. Пусть кристалл обладает фоторефрактивными центрами донорного типа с некоторой концентрацией N . В нем присутствуют также насыщенные акцепторы с концентрацией N_c , меньшей N . При однородном освещении, сопровождающемся поглощением света и образованием положительно заряженных фоторефрактивных центров с концентрацией N^+ и свободных электронов, в кристалле соблюдается локально условие электронейтральности

$$N^+ = N_c + N_e. \quad (10)$$

Величина N^+ подчиняется кинетическому уравнению [1]

$$\frac{\partial N^+}{\partial t} = (\beta + SI)(N - N^+) - \gamma N^+ N_e, \quad (11)$$

где β — вероятность тепловой генерации свободных электронов, S — сечение оптического поглощения и γ — коэффициент рекомбинации.

В соответствии с условием (10) при воздействии на кристалл однородного светового возбуждения соблюдается равенство

$$dN^+ = dN_e, \quad (12)$$

отражающее тот факт, что увеличение концентрации электронов происходит за счет такого же увеличения концентрации ионизированных фоторефрактивных центров. В этом случае уравнение (11) эквивалентно следующему:

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = (\beta + SI)(N - N^+) - \gamma N^+ N_e \quad (13)$$

и является уравнением для N_e , где под N^+ можно понимать постоянную величину $N^+ = N_c$. Возможность пренебрежения изменением N^+ обеспечивается в достаточно большом интервале изменений I [4].

Пусть в момент времени $t = 0$ в кристалле появляется однородное световое поле $I = I_0$. Тогда в кристалле возникает концентрация электронов N_e^t , обусловленная светом и подчиняющаяся уравнению

$$\frac{\partial N_e^t}{\partial t} = SI_0(N - N_c) - \gamma N_c N_e^t. \quad (14)$$

Решение этого уравнения имеет вид

$$N_e^t = \frac{SI_0}{\gamma} \frac{N - N_c}{N_c} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_r}\right) \right], \quad (15)$$

где τ_r — время рекомбинации

$$\tau_r = \frac{1}{\gamma N_c}. \quad (16)$$

Полную концентрацию электронов в данном случае можно представить в виде суммы двух слагаемых $N_e = N_e^0 + N_e^t$, где N_e^0 — концентрация электронов в отсутствие поля

$$N_e^0 = \frac{\beta}{\gamma} \frac{N - N_c}{N_c}. \quad (17)$$

Рассмотрим теперь ситуацию, когда кристалл в течение длительного времени находился под воздействием однородного светового возбуждения $I = I_0$ и при $t = 0$ поле становится неоднородным и описывается выражением (1). В этом случае величина концентрации электронов, задаваемая выражением (15), достигает своего стационарного значения. Объединяя ее с величиной (17), получаем значение полной концентрации

$$N_{e0} = \frac{\beta + SI_0}{\gamma} \frac{N - N_c}{N_c}, \quad (18)$$

которое как раз и определяет среднее значение N_{e0} , введенное в (2).

Зависящей от времени теперь оказывается неоднородная часть концентрации электронов (7). Для ее нахождения следует исходить уже не из уравнения (14), а из видоизмененного уравнения, учитывающего новую ситуацию. При неоднородном световом поле условие (12) не соблюдается, поскольку в этом случае возникает диффузия электронов, вызывающая их уменьшение, и дрейф электронов в неоднородном электрическом поле, сопровождающийся, наоборот, увеличением числа свободных носителей. Учет модуляции света и этих двух процессов трансформирует уравнение (14) в следующее:

$$\frac{\partial N_{e1}}{\partial t} = SI_0 m (N - N_c) \cos(kz) - \frac{1}{\tau_r} N_{e1} - \frac{1}{\tau_D} N_{e1} + \frac{1}{\tau_M} N_\rho. \quad (19)$$

Это уравнение является следствием уравнений (6) и (11), поскольку $N_\rho = N_1^+ - N_{e1}$, где N_1^+ — переменная в пространстве составляющая концентрации N^+ . Его удобно представить в аналогичной уравнению (6) форме

$$\frac{\partial N_{e1}}{\partial t} + \left(\frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_D} \right) N_{e1} = B + \frac{1}{\tau_M} N_\rho, \quad (20)$$

где $B = SI_0 m (N - N_c) \cos(kz)$.

Таким образом, в результате преобразований мы перешли от исходной системы уравнений к системе уравнений (6) и (20) для двух неизвестных функций N_ρ и N_{e1} . В уравнении (6) для N_ρ величина N_{e1} играет роль источника. Источником же неоднородного распределения свободных электронов N_{e1} , согласно (20), является неоднородное световое поле и заряд.

О поведении решеток заряда во времени можно судить на основе решений уравнений (6) и (20), непосредственное нахождение которых, однако, является весьма трудоемким. Поэтому можно поступить следующим образом. Перейдем от этих уравнений к уравнениям только для N_ρ и только для N_{e1} :

$$\frac{\partial^2 N_\rho}{\partial t^2} + \left(\frac{1}{\tau_M} + \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_D} \right) \frac{\partial N_\rho}{\partial t} + \frac{N_\rho}{\tau_M \tau_r} = \frac{B}{\tau_D}, \quad (21)$$

$$\frac{\partial^2 N_{e1}}{\partial t^2} + \left(\frac{1}{\tau_M} + \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_D} \right) \frac{\partial N_{e1}}{\partial t} + \frac{N_{e1}}{\tau_M \tau_r} = \frac{B}{\tau_M}. \quad (22)$$

Решения этих неоднородных уравнений, удовлетворяющих условиям $N_\rho = N_{e1} = 0$ при $t = 0$ имеют вид

$$N_\rho = \frac{B \tau_M \tau_r}{\tau_D} \left\{ 1 - \left[\frac{\tau_1}{\tau_1 - \tau_2} \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) - \frac{\tau_2}{\tau_1 - \tau_2} \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \right] \right\}, \quad (23)$$

$$N_{e1} = B \tau_r \left\{ 1 - \left[\frac{\tau_1}{\tau_1 - \tau_2} \left(1 - \frac{\tau_M}{\tau_1} \right) \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) - \frac{\tau_2}{\tau_1 - \tau_2} \left(1 - \frac{\tau_M}{\tau_2} \right) \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \right] \right\}. \quad (24)$$

При $t \rightarrow \infty$ функции N_ρ и N_{e1} достигают стационарных значений, совпадающих с множителями перед фигурными скобками в выражениях (23) и (24).

Пусть теперь решетка заряда находится в стационарном состоянии и в момент времени $t = 0$ освещенный кристалл становится однородным. Такая ситуация описывается уравнением (21) с нулевой правой частью. Решением однородного уравнения, удовлетворяющим указанному начальному условию, является функция

$$N_\rho = \frac{B \tau_M \tau_r}{\tau_D} \left[\frac{\tau_1}{\tau_1 - \tau_2} \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) - \frac{\tau_2}{\tau_1 - \tau_2} \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \right]. \quad (25)$$

Аналогично можно записать и функцию N_{e1} , задающую затухание свободных носителей после выключения неоднородного освещения.

Функции N_ρ и N_{e1} зависят от характеристических времен τ_1 и τ_2 , обратные величины которых даются выражениями

$$\frac{1}{\tau_{1,2}} = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{1}{\tau_M} + \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_D} \right) \pm \sqrt{\left(\frac{1}{\tau_M} - \frac{1}{\tau_r} \right)^2 + \frac{2}{\tau_D} \left(\frac{1}{\tau_M} + \frac{1}{\tau_r} \right) + \frac{1}{\tau_D^2}} \right], \quad (26)$$

являющимися корнями квадратного уравнения

$$\frac{1}{\tau^2} - \left(\frac{1}{\tau_M} + \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_D} \right) \frac{1}{\tau} + \frac{1}{\tau_M \tau_r} = 0. \quad (27)$$

Рассмотрение кинетики решеток заряда в случае анизотропного кристалла необходимо проводить с учетом следующих соображений. Можно показать, что наличие в кристалле распределения плотности заряда вдоль некоторой оси z по закону $\rho = \rho_0 \cos(kz)$ сопровождается присутствием в кристалле электрического поля с компонентами

$$E_x = \frac{\rho_0}{3\epsilon_0 \epsilon_x} x \cos(kz), \quad E_y = \frac{\rho_0}{3\epsilon_0 \epsilon_y} y \cos(kz),$$

$$E_z = \frac{\rho_0}{3\epsilon_0 \epsilon_z k} \sin(kz), \quad (28)$$

где x, y — координаты вдоль двух других кристаллографических осей, перпендикулярных оси z , а ϵ_x, ϵ_y и ϵ_z — компоненты тензора ϵ вдоль осей x, y и z соответственно. В анизотропном случае уравнение для концентрации заряда совпадает по форме с уравнением (6), в котором τ_M и τ_D даются выражениями

$$\tau_M = \frac{3\epsilon_0}{e N_{e0}} \left(\frac{\mu_x}{\epsilon_x} + \frac{\mu_y}{\epsilon_y} + \frac{\mu_z}{\epsilon_z} \right)^{-1}, \quad (8a)$$

$$\tau_D = \frac{e}{\mu_z k_B T k^2}, \quad (9a)$$

где μ_x, μ_y , и μ_z — компоненты тензора подвижности электронов вдоль соответствующих осей.

Из решений (23) и (24) с учетом (8a), (9a) и (16) находим следующие выражения для N_ρ^c и N_{e1}^c в стационарных условиях:

$$N_\rho^c = \frac{3\epsilon_0 \epsilon_z k_B T k^2}{e^2} \times \left(1 + \frac{\mu_x \epsilon_z}{\mu_z \epsilon_x} + \frac{\mu_y \epsilon_z}{\mu_z \epsilon_y} \right)^{-1} \frac{SI_0 m}{\beta + SI_0} \cos(kz), \quad (23a)$$

$$N_{e1}^c = \frac{SI_0 m (N - N_c)}{\gamma N_c} \cos(kz). \quad (24a)$$

Во избежание недоразумений заметим, что из общих решений уравнений (21) и (22), характеризующихся произвольными постоянными множителями перед экспонентами в выражениях (23) и (24), мы выбрали те частные решения, которые удовлетворяют исходным уравнениям (6) и (20). Это позволило конкретизировать указанные множители.

Обсуждение результатов

Из (23a) видно, что в анизотропном фоторефрактивном кристалле плотность заряда зависит от ориентации решетки относительно кристаллографических осей. То

же можно сказать и о рабочей компоненте электрического поля E_z , которая, согласно (28) и (23а), задается выражением

$$E_z = \frac{k_B T k}{e} \left(1 + \frac{\mu_x \varepsilon_z}{\mu_z \varepsilon_x} + \frac{\mu_y \varepsilon_z}{\mu_z \varepsilon_y} \right)^{-1} \frac{S I_0 m}{\beta + S I_0} \sin(kz). \quad (29)$$

Зависимость E_z от компонент тензоров ε и μ пропадает только при пропорциональности этих тензоров, что имеет место, в частности, для изотропной среды.

При отсутствии анизотропии по μ компонента E_z сохраняет зависимость от ориентации решетки в кристалле. Эта компонента достигает своего максимального значения в ситуации, когда ось решетки совпадает с кристаллографической осью, для которой компонента тензора ε минимальна. Следует заметить, что плотность заряда в таких изотропных по μ кристаллах не чувствительна к ориентации оси решетки и определяется средним значением обратных величин от компонент тензора ε .

Плотность заряда в кристалле не зависит от концентрации фоторефрактивных центров, она не зависит также и от N_c . Однако это утверждение справедливо только при достаточно больших значениях N_c , удовлетворяющих условию $N_c \gg N_\rho^c$. Если данное условие нарушается, то в исходных уравнениях нельзя полагать $N^+ = N_c$.

Из (29) видно, что внутреннее электрическое поле в фоторефрактивном кристалле при малых значениях интенсивности света линейно зависит от I_0 . По мере увеличения I_0 рост E_z замедляется и при $S I_0 \gg \beta$ величина E_z выходит на насыщение.

Вернемся теперь к вопросу о кинетике решеток заряда. Поскольку под корнем выражения (26) находится положительная величина, то τ не может быть комплексным. При любом отношении между τ_M , τ_r и τ_D величина τ принимает два положительных значения. Это обстоятельство обуславливает наличие медленной стадии в процессе застройки (затухания) решетки заряда. Действительно, согласно (23), при малых t имеем

$$N_\rho = N_\rho^c \frac{t^2}{2\tau_1 \tau_2}. \quad (30)$$

Данное выражение справедливо в течение времени, значительно меньшего меньшей из величин τ_1 и τ_2 .

Интересно отметить, что процесс застройки (затухания) неоднородного распределения свободных носителей не имеет медленной стадии. В самом деле, выражение (24) при малых t дает

$$N_{e1} = N_{e1}^c \frac{\tau_M t}{\tau_1 \tau_2}. \quad (31)$$

Как видно, величина N_{e1} на начальной стадии процесса растет линейно со временем.

Времена τ_1 и τ_2 характеризуют кинетику рассматриваемых процессов. Их сумму

$$\tau_g = \tau_1 + \tau_2 \quad (32)$$

можно трактовать как время затухания решеток заряда, поскольку значение функции (25) за время $t = \tau_g$ уменьшается приблизительно в e раз по сравнению с тем значением, которое было в стационарном состоянии в момент $t = 0$. Это оказывается справедливым при любом соотношении между τ_1 и τ_2 , хотя при $\tau_1 = \tau_2$ данное утверждение и не очевидно. Однако можно показать, что выражение (25) в этом случае преобразуется к виду

$$N_\rho = N_\rho^c \left(1 + \frac{t}{\tau_2} \right) \exp \left(-\frac{t}{\tau_2} \right),$$

откуда следует $\tau_g \simeq 2\tau_2$.

В общем случае времена τ_1 и τ_2 зависят от трех параметров кристалла τ_M , τ_r и τ_D . Время τ_M в выражении (26) функционально никак не выделено, все зависит от соотношения между этими параметрами. Если любая из трех величин τ_M , τ_r и τ_D значительно меньше каждой из остальных, то выражение (26) упрощается и дает приблизительно следующее:

$$\frac{1}{\tau_1} = \frac{1}{\tau_M} + \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_D}, \quad (33)$$

$$\frac{1}{\tau_2} = \frac{1}{\tau_M \tau_r} \left(\frac{1}{\tau_M} + \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_D} \right)^{-1}. \quad (34)$$

Здесь возможны три варианта. Пусть $\tau_r \ll (\tau_M, \tau_D)$, тогда из (33) и (34) имеем

$$\tau_1 \simeq \tau_r, \quad \tau_2 \simeq \tau_M. \quad (35)$$

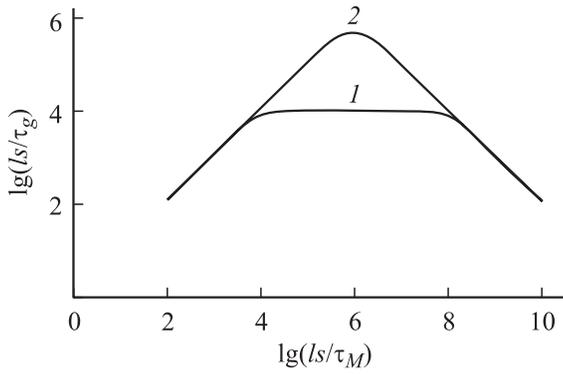
Если $\tau_D \ll (\tau_r, \tau_M)$, то

$$\tau_1 \simeq \tau_D, \quad \tau_2 \simeq \frac{\tau_r \tau_M}{\tau_D}. \quad (36)$$

В случае, когда $\tau_M \ll (\tau_D, \tau_r)$, находим

$$\tau_1 \simeq \tau_M, \quad \tau_2 \simeq \tau_r. \quad (37)$$

Затухание решеток заряда в таких кристаллах с достаточной точностью можно считать моноэкспоненциальным. Из (35)–(37) видно, что $\tau_1 \ll \tau_2$. По этой причине для кристалла, отвечающего какой-либо из указанных ситуаций, в кинетике решеток можно пренебречь вкладом, обусловленным быстро затухающим слагаемым. В выражении (25) остается только второе слагаемое, и τ_2 выступает в качестве времени затухания решетки τ_g . Можно констатировать, что в рассматриваемых ситуациях характер затухания заряда решетки сохраняется присущим одиночному заряду. Тем не менее, случаи (36) и (37) принципиально отличаются от (35). Заряд решетки исчезает по закону максвелловской релаксации



Зависимость времени затухания заряда решетки от времени максвелловской релаксации при $\tau_M \tau_r = 10^{-12} \text{ s}^2$ для $\tau_D = 10^{-8} \text{ s}$ (1) и для $\tau_D = 10^{-6} \text{ s}$ (2).

только при очень малых временах рекомбинации. Если это условие нарушено, возникает эффект Кухтарева. Так, в случае (36) при очень малом τ_D , согласно (32), время затухания заряда решетки $\tau_g \simeq \tau_r \tau_M / \tau_D$, а при очень малом τ_M время τ_g близко к τ_r .

Имеет смысл дать наглядное представление о зависимости τ_g от τ_M . Для фоторефрактивных кристаллов при комнатной температуре, типичном значении $\mu \sim 10^{-4} \text{ m}^2/\text{Vs}$ и $k = 2\pi \cdot 10^{-6} \text{ m}^{-1}$ время $\tau_D \sim 10^{-8} \text{ s}$. Времена же τ_M и τ_r не сохраняются постоянными, а могут на порядки отличаться при переходе от одного типа кристалла к другому. Однако их произведение характеризуется незначительным разбросом значений для разных кристаллов. Поскольку $(N - N_c) \sim N \sim (10^{24} \div 10^{25}) \text{ m}^{-3}$, $\beta \sim 1 \text{ s}^{-1}$, $S \sim 10^{-5} \text{ m}^2/\text{J}$, то при $I_0 \sim 10^4 \text{ W/m}^2$ и $\varepsilon \sim 10$, согласно (8), (16) и (18), имеем $\tau_M \tau_r \sim (10^{-11} \div 10^{-12}) \text{ s}^2$.

Примем для определенности, что $\tau_M \tau_r = 10^{-12} \text{ s}^2$. Значения $\tau_M = \tau_r = 10^{-6} \text{ s}$ и $\tau_D = 10^{-8} \text{ s}$ соответственно случаю (36). При непрерывном увеличении τ_M и, следовательно, уменьшении τ_r можно перейти от (36) к случаю (35). Уменьшением же τ_M и увеличением τ_r можно аналогичным образом достичь случая (37). Существенно, что при этом выражения (33) и (34) сохраняют свою силу, это позволяет, используя выражение (34), построить график зависимости τ_g от τ_M (см. рис.). Отметим, что вдоль вертикальной оси отложен десятичный логарифм от отношения 1s ко времени затухания заряда решетки τ_g , а вдоль горизонтальной оси отложена аналогичная величина, относящаяся к τ_M .

На данном рис. (кривая 1) видны три качественно различные области, в каждой из которых характер поведения τ_g остается примерно одинаковым. При этом в первой области (в области больших значений τ_M) эффект Кухтарева отсутствует и $\tau_g \simeq \tau_M$. Во второй же и третьей областях этот эффект проявляется. Действительно, в огромном интервале от $\tau_M \simeq 10^{-4} \text{ s}$ до $\tau_M \simeq 10^{-8} \text{ s}$ время τ_g почти не изменяется, принимая значение $\tau_g \simeq 10^{-4} \text{ s}$ в центре и $\tau_g \simeq 2 \cdot 10^{-4} \text{ s}$ на краях интервала. В третьей области ($\tau_M < 10^{-8} \text{ s}$) время $\tau_g \simeq \tau_r$.

Отмеченные особенности кривой сохраняются и при изменении времени τ_D , частные значения которого влияют только на протяженность плато кривой и его координату вдоль вертикальной оси. С увеличением τ_D (это происходит с уменьшением k , имеющим место при уменьшении угла схождения пучков, образующих стоячую световую волну) плато сужается и сдвигается вверх. При $k = 2\pi \cdot 10^{-5} \text{ m}^{-1}$ время $\tau_D \sim 10^{-6} \text{ s}$ и плато вырождается в точку. Для данной точки $\tau_g \simeq 3\tau_M$ (см. кривую 2), поскольку условие $\tau_M = \tau_r = \tau_D$ дает

$$\tau_1 = \frac{2}{3 + \sqrt{5}} \tau_M, \quad \tau_2 = \frac{2}{3 - \sqrt{5}} \tau_M. \quad (38)$$

Дальнейшее увеличение τ_D сопровождается смещением этой точки кривой к биссектрисе прямого угла между координатными осями. В пределе при $\tau_D \rightarrow \infty$ она достигает биссектрисы и $\tau_g \simeq \tau_M \simeq \tau_r$. Однако при $\tau_D \rightarrow \infty$ концентрация N_ρ , согласно (23), стремится к нулю.

Приведенные кривые полностью симметричны в вертикальной плоскости, проходящей через указанную точку. Отсюда следует, что при неизменном τ_D кинетика решеток заряда в кристалле, характеризующемся значениями параметров $\tau_M = c_1$ и $\tau_r = c_2$ не отличается от кинетики решеток в другом кристалле, для которого $\tau_M = c_2$ и $\tau_r = c_1$. Характер поведения τ_g остается прежним и с изменением произведения $\tau_M \tau_r$, при этом только происходит сдвиг плоскости симметрии кривой в горизонтальном направлении. Так, при $\tau_M \tau_r = 10^{-11} \text{ s}^2$ эта плоскость приобретает горизонтальную координату, равную 5.5.

Рассмотрим некоторые конкретные примеры. Возьмем, к примеру, ниобат лития с примесью железа $\sim 10^{-2}\%$, у которого $N_c = \frac{1}{2}N = 3.3 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$, $\beta = 1 \text{ s}^{-1}$, $S = 6.2 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{J}$, $\gamma = 10^{-15} \text{ m}^3/\text{s}$, $\varepsilon \sim 30$, $\mu = 10^{-4} \text{ m}^2/\text{Vs}$ [5]. Для этого кристалла при $I_0 \simeq 10^4 \text{ W/m}^2$, $k = 2\pi \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$ и комнатной температуре находим $N_{e0} \sim 10^{15} \text{ m}^{-3}$, $\tau_r \sim 10^{-10} \text{ s}$, $\tau_D \sim 10^{-8} \text{ s}$ и $\tau_M \sim 10^{-2} \text{ s}$. В данном случае справедливы оценки (35), поэтому $\tau_g \simeq \tau_M$ и соответствующая кристаллу точка на рисунке располагается на первом линейном участке кривой 1. Таким образом, в случае ниобата лития эффект Кухтарева отсутствует.

Рассмотрим другой пример. Кристалл силикосилени-та (BSO) имеет следующие значения параметров: $N = 10^{25} \text{ m}^{-3}$, $N_c = 0.95 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$, $\beta = 1 \text{ s}^{-1}$, $S = 1.06 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{J}$, $\gamma = 1.65 \cdot 10^{-17} \text{ m}^3/\text{s}$, $\varepsilon \sim 10$, $\mu = 10^{-4} \text{ m}^2/\text{Vs}$ [6]. Для данного кристалла при прежних значениях T , k и I_0 находим $N_{e0} \sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$, $\tau_D \sim 10^{-8} \text{ s}$, $\tau_M \sim 10^{-7} \text{ s}$ и $\tau_r \sim 10^{-5} \text{ s}$. Здесь можно воспользоваться оценками (36). Соответствующая этому кристаллу точка располагается на плато кривой 1. В случае BSO кинетика решеток заряда характеризуется временем τ_g , на три порядка превышающим время максвелловской релаксации. На примере этого же кристалла BSO можно рассмотреть также и ситуацию, соответствующую оценкам (37). При $\tau_D \sim 10^{-6} \text{ s}$ находим, что τ_g близко к τ_r .

Обращает на себя внимание следующее. Если бы в последней ситуации конкретный образец кристалла BSO имел концентрацию $N_c \sim 10^{23} \text{ m}^{-3}$, для него было бы $\tau_M \simeq \tau_D \simeq \tau_r \simeq 10^{-6} \text{ s}$. При равенстве этих трех времен оказываются справедливыми соотношения (38) и затухание решетки дается полным выражением (25).

Заключение

В данной работе в рамках приближения, линейного по коэффициенту модуляции концентрации электронов, сделан переход от исходной системы уравнений (3), (4), (5) и (11) к системе уравнений (21) и (22) для двух величин N_p и N_{e1} , что позволило найти не приближенные, а точные решения для этих величин, удовлетворяющие заданным начальным условиям. В результате удалось рассмотреть как общую картину кинетики решеток заряда в зависимости от соотношения между временами максвелловской релаксации, рекомбинации и диффузии, так и выяснить некоторые существенные детали рассматриваемых процессов. В частности, обнаружено, что на временной шкале имеются три качественно различные области значений τ_M , каждая из которых выделяется своим характером поведения τ_g , причем в двух из них проявляется эффект Кухтарева. В области больших значений τ_M время $\tau_g \simeq \tau_M$. Оно уменьшается с уменьшением τ_M вплоть до значения $\tau_M \sim 10^{-4} \text{ s}$. Для области малых значений τ_M от $\sim 10^{-4} \text{ s}$ до $\sim 10^{-8} \text{ s}$ время τ_g почти не изменяется. И, наконец, в области очень малых τ_M ($< 10^{-8} \text{ s}$) по мере уменьшения τ_M время τ_g возрастает.

Автор выражает благодарность П.А. Апанасевичу и Н.С. Петрову за ценные замечания и обсуждение результатов работы.

Список литературы

- [1] Кухтарев Н.В. // Письма в ЖТФ. 1976. Т. 2. Вып. 24. С. 1114–1118.
- [2] Buse K. // Appl. Phys. B. 1997. Vol. 74. P. 273–291.
- [3] Gusak N.A. // Proc. of SPIE. Optics of Crystals. 2001. Vol. 4358. P. 41–45.
- [4] Гусак Н.А., Петров Н.С. // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 5. С. 131–133.
- [5] Valley G.C. // IEEE J. Quant. Elect. 1983. QE–19. N 11. P. 1637–1645.
- [6] Johansen P.M. // IEEE J. Quant. Elect. 1989. Vol. 25. P. 530–539.