Краткие сообщения по физике № 8 август 1971

ВЛИЯНИЕ ПЕРЕМЕННОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЯРКОСТИ НЕОДНОРОДНО ВОЗБУЖДЕННОГО КРИСТАЛЛА ZnS

Н. Н. Григорьев, М. В. Фок

Методом контуров свечения /1/ ранее было показано, что перенос энергии в неоднородно фотовозбужденных кристаллах ZnS осуществляется главным образом путем биполярной диффузии носителей заряда /1,2/. Поэтому можно думать, что внешнее электрическое поле будет влиять на форму контура свечения, а исследование этого влияния даст дополнительные данные о процессе переноса энергии.

Рассмотрим систему нестационарных кинетических уравнений, описывающих баланс электронов и дырок с учетом их диффузии и дрейфа во внешнем переменном электрическом поле

$$\left.\begin{aligned}
&\text{а)}\ \frac{\partial N_-(x,t)}{\partial t} = \alpha(x) - \beta n(x,t)N_-(x,t) - \delta_1 N_-(x,t) + w_1 n_1(x,t) + \\
&\qquad\qquad + \frac{1}{q}\,\mathrm{div}\, j_{N_-}(x,t),\\
&\text{б)}\ \frac{\partial N_+(x,t)}{\partial t} = \alpha(x) - \beta n_1(x,t)N_+(x,t) - \delta N_+(x,t) + wn(x,t) - \\
&\qquad\qquad - \frac{1}{q}\,\mathrm{div}\, j_{N_+}(x,t),\\
&\text{в)}\ \frac{\partial n(x,t)}{\partial t} = - wn(x,t) + \delta N_+(x,t) - \beta n(x,t)N_-(x,t),\\
&\text{г)}\ \frac{\partial n_1(x,t)}{\partial t} = - w_1 n_1(x,t) + \delta_1 N_-(x,t) - \beta_1 n_1(x,t)N_+(x,t).
\end{aligned}\right\}\quad (1)$$

Уравнения написаны в принятых нами ранее /1/ обозначениях для двухуровневой модели кристалла, неравномерно освещенного узкой полоской света шириной $2x_o$. В дальнейшем мы полагаем, что: 1) все параметры центров не зависят от внешнего поля, 2) концентрации локализованных носителей мало пульсируют в переменном поле, т.е. $(1/n_1)dn_1/dt \ll w_1$, $(1/n)dn/dt \ll w$ (это возможно, если концентрации носителей в месте их освобождения мало отличаются от концентраций в месте их последующей локализации), 3) внешнее поле много больше внутреннего, возникающего при разделении зарядов фоторожденных пар. (Оценки показывают, что при используемых интенсивностях света это правомерно). Тогда, учитывая, что внешнее поле $E = E_o \sin\omega t$, и представив концентрации свободных носителей в виде ряда Фурье $N_{\mp}(x,t) = \sum\limits_{0}^{\infty}\left[a_k^{\mp}(x)\sin k\omega t + b_k^{\mp}(x)\cos k\omega t\right]$, после усреднения по периоду поля получим из системы (1) два уравнения

$$\alpha(x) - \frac{\nu}{2}\left\{2b_o^{+}(x)b_o^{-}(x) + \sum_{1}\left[a_k^{+}(x)a_k^{-}(x) + b_k^{+}(x)b_k^{-}(x)\right]\right\} +$$

$$+ D_{\mp}\frac{d^2 b_o^{\mp}(x)}{dx^2} \pm \frac{1}{2}\mu_{\mp}E_o\frac{da_1^{\mp}(x)}{dx} = 0, \qquad (2)$$

где $\nu = \beta\delta/w + \beta_1\delta_1/w_1$, а $D_{\mp}$ и $\mu_{\mp}$ – коэффициенты диффузии и подвижности носителей (знак – относится к электронам, а + к дыркам). Первые члены этих уравнений описывают генерацию носителей, последующие – рекомбинацию, диффузию и дрейф. Структура уравнения такова, что позволяет разделить процессы, происходящие в присутствии поля и без него ($k = 0$ при $E = 0$). В отсутствии поля из (2) имеем

$$\alpha(x) - \nu b_o^-(x) b_o^+(x) + D_{\mp} \frac{d^2 b_o^{\pm}(x)}{dx^2} = 0. \tag{3}$$

Тогда, считая величины $b_o^{\pm}(x)$ независимыми от E, имеем

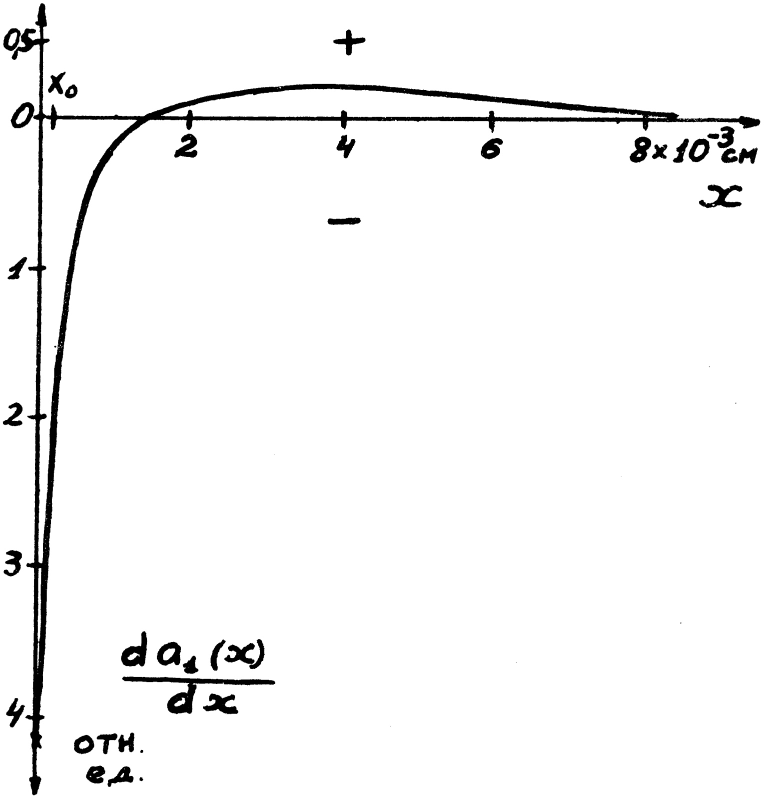
$$\nu \sum_1 \left[a_k^+(x) a_k^-(x) + b_k^+(x) b_k^-(x) \right] = \pm \mu_{\mp} E_o \frac{d a_1^{\pm}(x)}{dx}. \tag{4}$$

Левые части этих соотношений определяют изменения рекомбинации, возникающие в присутствии внешнего поля. Это позволяет свести задачу о деформации контура свечения в переменном поле к нахождению функций $da_1^{\pm}(x)/dx$. Для этого мы предположим, что электроны и дырки имеют одинаковые кинетические параметры. Тогда $N_-(-x,t) = N_+(x,t)$, а, следовательно, $a_1^+ = -a_1^- = a_1$, $b_1^+ = -b_1^- = b_1$, $b_o^+ = b_o^- = b_o$, $D_+ = D_- = D$, $\mu_+ = \mu_- = \mu$. Пренебрегая гармониками выше первой, мы получим из системы (1) уравнения для нахождения функции $a_1(x)$

$$\frac{d^4 a_1(x)}{dx^4} + \frac{\omega^2}{D^2} a_1(x) = \mu \frac{E_o}{D} \frac{d^2 b_o(x)}{dx}, \tag{5}$$

где $b_o(x)$ есть решение уравнения (3), найденное в работе /1/. Решение уравнения (5) было получено нами с учетом условий симметрии относительно начала координат, а также условия $a_1(x) \to 0$ и $da_1(x)/dx \to 0$ при $x \to \pm\infty$. Ввиду громоздкости выражения для $da_1(x)/dx$, ограничимся приведенным на рис. 1 графиком этой функции, для вычисления которой необходимые параметры были взяты из измерений без поля.

Как видно из графика, в присутствии поля интенсивность рекомбинации, а с ней и яркость свечения наиболее сильно уменьшаются по абсолютной величине в середине полоски возбуждения ($x = 0$). Это уменьшение ослабевает с ростом x и сменяется возрастанием при $x \gg x_o$.



Р и с. 1. График функции $da_1(x)/dx$, вычисленный при $\alpha_0 = 0{,}6$, $x_0 = 1{,}3 \cdot 10^{-4}$ см, $D = 0{,}85$ см^2/сек, $\omega/2\pi = 3$ кгц.

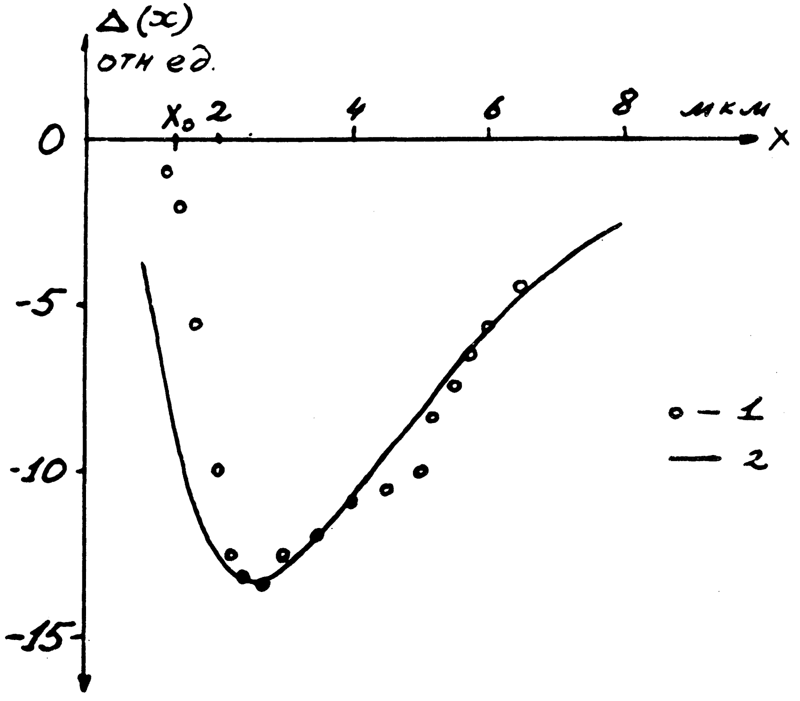
Можно показать, что вблизи области возбуждения $d^2a_1/dx^2 < db_0^2/dx$. Поскольку вид $b_0^2(x)$ определяет форму контура свечения без поля /1/, то это означает, что в переменном поле контур свечения будет суживаться вблизи x_0.

Для экспериментальной проверки этого результата были использованы те же, что и ранее /1/, кристаллы ZnS-Cl, помещаемые во внешнее краевое электрическое поле частоты 3 кгц. Напряжение выбиралось максимальным из значений, которые еще не изменяли яркость люминесценции равномерно возбужденного кристалла. Интенсивность возбуждения при этом выбиралась как равной, так и на порядок меньшей той, при которой измерялся контур свечения (J_0). Для наблюдений использовалась установка, аналогичная описанной в работе /2/. Кристалл возбуждался светом $\lambda = 313$ нм при ширине полоски ~ 3 мкм. Для усиления эффекта поля применялась однородная дополнительная засветка кристалла светом $\lambda > 0,7$ мкм. При действии поля было обнаружено сужение контура свечения ($Q_п$) по сравнению с контуром свечения без поля (Q_0). На рис. 2 представлена экспериментально измеренная величина $\Delta_{эксп}(x) = Q_п(x) - Q_0(x)$, теоретическое выражение для которой можно рассчитать исходя из (2) и (4)

$$\frac{2\nu b_0^2(x) + \mu E_0 \dfrac{da_1(x)}{dx}}{2\nu b_0^2(0) + \mu E_0 \dfrac{da_1(0)}{dx}} - \frac{b_0^2(x)}{b_0^2(0)} = \frac{\xi}{b_0^2(0) \Big/ \dfrac{da_1(0)}{dx} + \xi}\, \varphi(x), \quad (6)$$

где $\xi = \mu E_0/2\nu$, $\varphi(x) = -b_0^2(x)/b_0^2(0) + \left[da_1(x)/dx\right] \Big/ \left[da_1(0)/dx\right]$.

Видно, что зависимость $\Delta_{теор}(x)$ полностью определяется видом функции $\varphi(x)$, зависящей от параметров теории α_0 и D и условий эксперимента (x_0 и ω). Поскольку α_0 определяется из контура свечения без поля /1/, то единственным параметром теории контура в поле



Р и с. 2. Деформация контуров свечения кристаллов ZnS-Cl под действием переменного поля: 1 – $\Delta_{эксп}(x)$, 2 – – $\Delta_{теор}(x)$. (α_0 = 0,6, x_0 = 1,3·10^{-4} см, D = 0,85 см^2/сек, $\omega/2\pi$ = 3 кгц, E_0 = 100 в/см).

является величина D, играющая роль некого эффективного коэффициента биполярной диффузии. От значения D зависит положение максимума функции $\varphi(x)$, что позволяет определить D из экспериментальных данных, не пользуясь величинами E_0 и J_0. Совмещая теоретическую кривую с экспериментальной, можно найти абсолютную величину масштабного множителя, стоящего перед функцией в формуле (5), а по ней – величину ξ, которая дает напряженность электрического поля внутри кристалла E_0. Как видно из рис.2, при D = 0,85 $см^2сек^{-1}$ и E_0 = 100 в/см $\Delta_{теор}(x)$ совпадает с экспериментом в области максимума и справа от него. Расхождение вблизи x_0 связано, по-видимому, с какими-то побочными явлениями, например, с небольшим размытием контура из-за вибрации кристалла в переменном поле. Значение E_0 оказалось близким к ожидаемой величине внутреннего поля в кристалле ZnS, так как его диэлектрическая постоянная $\sim$8 и он помещен в краевое поле напряженностью 800 в/см.

Таким образом, исследование влияния переменного электрического поля на распределение яркости вдоль кристалла позволяет оценить величину эффективного коэффициента диффузии носителей и величину внутреннего поля. Полученные результаты дают еще одно независимое подтверждение определяющей роли биполярной диффузии при переносе энергии в неоднородно возбужденном кристалле ZnS.

Поступила в редакцию
2 июня 1971 г.

Литература

1. Н. Н. Григорьев, М. В. Фок, ФТП, 3, 874 (1969).
2. Н. Н. Григорьев, М. В. Фок, Известия АН СССР, сер. физ., 35, 1441 (1971).