

ГОРЯЧИЕ ЭКСИТОНЫ В ОБЛАСТИ НЕОДНОРОДНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Вавилов С. Е., Гречко Л. Г., Левандовский В. Г., Мальнев В. Н.,
Чайка Г. Е.

До недавнего времени процессы переноса экситонов малого радиуса анализировали на основе уравнения диффузии [1], предполагая термализацию квазичастиц. Однако, согласно результатам [2], в полупроводниках при поглощении света возможно существование горячих экситонов, распределение по энергиям которых зависит от характера релаксации первоначальной энергии. При этом исследовалась ситуация, когда неравновесное распределение экситонов реализуется в результате высокоэнергетического фотонного возбуждения и значительного различия характерных времен, описывающих процессы рекомбинации и экситон-фононного взаимодействия. В настоящей работе анализируется возможность разогрева экситонов в области неоднородного электрического поля в случае экситон-фононного взаимодействия. При решении задачи о миграции экситонов будем использовать кинетическое уравнение, учитывая, что длина свободного пробега нелокализованного экситона в кристалле достигает величины $\lambda \sim 30 \div 100 l_e$ [3, 4] ($l_e \sim 5 \cdot 10^{-7}$ см — пробег электронов), что значительно превышает борковский радиус экситона $a_e \sim 10^{-7}$ см. При этом в отличие от методов [1, 5] в условиях разогрева экситонов для решения задачи мы будем использовать кинетическое уравнение, где учитывается изменение распределения по импульсам под влиянием неоднородного электрического поля: $uE \frac{dE}{dx} \frac{df}{dp} \left[\alpha = \frac{9}{2} \left(\frac{\hbar^2 \chi}{\mu e^2} \right)^3 = \frac{9}{2} a_e^3 \right]$ — поляризуемость экситона, χ — диэлектрическая проницаемость, μ — приведенная масса, p — импульс экситона, E — напряженность электрического поля]. Изменение энергии при экситон-фононном взаимодействии описывается видом интеграла столкновений S . С учетом сказанного кинетическое уравнение, используемое в решении задачи, имеет вид

$$v \frac{\partial f}{\partial x} + F \frac{\partial f}{\partial p} - g + \omega_d f + \omega_r f + S = 0. \quad (1)$$

Здесь функцию генерации $g = J_0 \delta(\varepsilon - \varepsilon_0)$ предполагаем изотропной, однородной, моноэнергетической (хотя это не принципиальное ограничение), а скорость диссоциации ω_d определяет генерацию носителей при взаимодействии экситонов с локальными центрами или в результате распада в электрическом поле. В последнем случае ω_d зависит от поля E [6]:

$$\omega_d = \frac{4u_{ex}^3 e^6}{\hbar^2 E} \exp\left(-\frac{2}{3} \frac{u_{ex}^2 e^6}{\hbar^4} \frac{1}{E}\right), \quad \text{с}^{-1}, \quad (2)$$

где u_{ex} — подвижность экситона. Так, например, для CdS при $E \sim 10^4$ В/см $\omega_d \sim 2 \cdot 10^{-7}$ с⁻¹. В (1) член $\omega_r f$ характеризует скорость рекомбинации экситонов, $F = \alpha E (dE/dx)$.

После обычной процедуры разложения функции распределения в ряд по полиномам Лежандра с удержанием двух первых членов разложения f_0 и f_1 (приближение слабой анизотропии) получим систему двух уравнений для определения f_0 и f_1 :

$$\frac{1}{3} \frac{\partial f_1}{\partial x} + \frac{1}{3} F \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} (\varepsilon f_1) + S_0 - g + (\omega_d + \omega_r) f_0 = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial f_0}{\partial x} + F \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} + S_1 = 0. \quad (4)$$

В выражениях (3), (4) энергия ε отнесена к kT_0 (T_0 — решеточная температура), координата x — к длине экранирования l_d в области пространственного заряда (ОПЗ) полупроводника. Напряженность поля E отнесена к величине

kT_0/el_d . Топология поля определяется из уравнения Пуассона. В дальнейшем будем рассматривать функцию $E(x)$ вида

$$E = A(L - x)^m, \quad (5)$$

где L — толщина ОПЗ. В случае слоя Шоттки, например, $L = (2\varphi_0/kT_0)$ (φ_0 — поверхностный изгиб зон), $m=1$, $A=1$.

При решении кинетического уравнения воспользуемся возможностью разложения интеграла столкновений в ряд по малому параметру δ отношения потерь энергии при одном столкновении к величине этой энергии, оставив первые исчезающие члены. Это приближение хорошо себя оправдывает в атомных кристаллах при рассеянии на акустических фононах. Случай полярных кристаллов будет обсуждаться в последующих работах. В результате получим для первых двух моментов интеграла столкновений S_0 и S_1 следующие выражения:

$$S_0 = -\frac{\delta}{l\varepsilon} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left[\varepsilon^r \left(f_0 + \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) \right], \quad S_1 = \frac{f}{l\varepsilon^q}. \quad (6)$$

Здесь q и r , подобно [7], определяют тип рассеяния. Значения $q=0$, $r=2$ соответствуют рассеянию на акустических фононах, $q=0.5$, $r=1.5$ — на оптических колебаниях при низких температурах ($kT_0 \ll \hbar\omega_0$), $q=1$, $r=0$ — на оптических колебаниях при $kT_0 \gg \hbar\omega_0$. Параметр δ имеет смысл доли энергии, теряемой при одном взаимодействии, если $\varepsilon=1$; l — длина свободного пробега экситона при $\varepsilon=1$. Подробный анализ энергетической зависимости длины свободного пробега экситона как в атомном, так и в полярном кристаллах, проведен в работах [3, 4].

Решение системы (3), (4) будем искать в приближении малости длины свободного пробега экситонов по энергиям $l/\sqrt{\delta}$ по сравнению с размерами неоднородности электрического поля L . Рассмотрим случай $q=0$, $r=2$. Исключим из (3), (4) f_1 и представим функцию распределения f_0 в виде произведения концентрации экситонов $n(x)$ на некую функцию $F[n, E(x)]$. Далее, предположим, что концентрация квазичастиц в пространстве из-за действия поля меняется значительно больше, чем F . Это утверждение будет справедливо, если $\frac{\partial}{\partial x} \ln n \gg \frac{\partial}{\partial x} \ln F$, и может быть проверено по окончательному результату. Полагая в первом приближении поток в энергетическом пространстве равным нулю, получим для функции F следующее выражение:

$$F = c_0 (\varepsilon + \beta)^{\beta - \gamma} e^{-\varepsilon} \quad (7)$$

Здесь дрейфовый член $\beta = \frac{F^2 l^2}{3\delta}$, диффузионный член $\gamma = \frac{F l^2}{3\delta} \frac{1}{n} \frac{dn}{dx}$, c_0 — постоянная нормировки

$$c_0 = \left[\Gamma\left(\frac{3}{2}\right) \beta^{3/2 + \beta - \gamma} \psi\left(\frac{3}{2}, \frac{5}{2} + \beta - \gamma, \beta\right) \right]^{-1}, \quad (8)$$

где $\Gamma(t)$ — γ -функция, $\Gamma(3/2) = \sqrt{\pi}/2$, $\psi(a, b, z)$ — вырожденная гипергеометрическая функция Куммера [8]. В предельных случаях малых и больших градиентов электрических полей получим следующие предельные переходы:

$$F \approx \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{\varepsilon}{\beta}\right)^{\beta} e^{-\varepsilon}, \quad \beta \ll 1, \quad (9)$$

$$F \approx \frac{1}{\Gamma(3/4) (2\beta^3)^{1/4}} e^{-\varepsilon/2\beta}, \quad \beta \gg 1. \quad (10)$$

Видно, что распределения (9), (10), особенно (10), могут резко отличаться от равновесного распределения, описываемого максвелловской функцией.

Для определения неизвестной функции $n(x)$ подставим в (3), (4) $f_0 = c_0 n(x) F(\varepsilon, E)$ и проинтегрируем по энергиям, учитывая, что поток экситонов

$$j = \int_0^{\infty} f_1(\varepsilon) \varepsilon d\varepsilon, \quad \text{а концентрация } n = \int_0^{\infty} f_0(\varepsilon) \varepsilon^{1/2} d\varepsilon,$$

$$\frac{dj}{dx} - \varepsilon_0 J_0 + \left(\frac{1}{L_r} + \frac{1}{L_d} \right) J_1 n = 0, \quad (11)$$

$$J_1 \frac{dn}{dx} + J_2 n F + \frac{j}{l} = 0, \quad (12)$$

где характерные длины $L_r = \omega_r / \nu l_d$, $L_d = \omega_d / \nu l_d$. Согласно (2), L_d является резкой функцией поля E . В формулах (11), (12) интегралы

$$J_1(F) = \int_0^\infty \varepsilon F(\varepsilon, F) d\varepsilon = c_0 \beta^{2+\beta-\gamma} \psi(2, 3+\beta-\gamma, \beta), \quad (13)$$

$$J_0(F) = \int_0^\infty \varepsilon \frac{dF(\varepsilon, F)}{d\varepsilon} d\varepsilon = -c_0 \beta^{1+\beta-\gamma} \psi(1, 2+\beta-\gamma, \beta). \quad (14)$$

Исключая из системы (11), (12) поток j с учетом приближения $\frac{\partial}{\partial x} \ln n \gg \frac{\partial}{\partial x} \ln F$, получим уравнение для определения концентрации $n(x)$

$$J_1 \frac{d^2 n}{dx^2} - J_2 F \frac{dn}{dx} - \frac{J_1 n}{l} \left(\frac{1}{L_r} + \frac{1}{L_d} \right) + \frac{\varepsilon_0 J_0}{l} = 0, \quad (15)$$

которое будем решать с граничными условиями

$$x=0; \quad \left. \frac{dn}{dx} \right|_{x=0} = \frac{n(0)}{L_s}, \quad (16)$$

$$x=L; \quad n=n_0, \quad F=0, \quad \left. \frac{dF}{dx} \right|_{x=L} = 0, \quad (17)$$

где L_s — некая эффективная длина, характеризующая поверхностную рекомбинацию, а

$$n_0 = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \varepsilon_0 J_0 L_r \quad (18)$$

есть концентрация экситонов в однородной области $x \gg l$. Решением (15) с учетом граничных условий (16), (17) в приближении $1/L_r \gg 1/L_d$ является функция вида

$$n = n_0 \left[1 - B \exp \left(x \left(\sqrt{\left(\frac{J_2}{2J_1} F \right)^2 + \frac{1}{lL_r}} - \frac{J_2}{2J_1} F \right) \right) \times \right. \\ \left. \times \exp \left(\frac{2L}{\sqrt{lL_r}} - x \left(\sqrt{\left(\frac{J_2}{2J_1} F \right)^2 + \frac{1}{lL_r}} + \frac{J_2}{2J_1} F \right) \right) - 1 \right], \quad (19)$$

где

$$B = \left[L_s \sqrt{\left(\frac{J_2}{2J_1} F \right)^2 + \frac{1}{lL_r}} \left(e^{\frac{2L}{\sqrt{lL_r}}} + 1 \right) + \left(\frac{J_2 L_s}{2J_1} F + 1 \right) \left(e^{\frac{2L}{\sqrt{lL_r}}} - 1 \right) \right]^{-1}. \quad (20)$$

В точке $x=0$, где F максимальна,

$$n(0) = n_0 \left(1 - B \left(e^{\frac{2L}{\sqrt{lL_r}}} - 1 \right) \right). \quad (21)$$

Исследование зависимости (19) для функции вида (5) указывает на отсутствие экстремума, т. е. в области неоднородного поля $0 \leq x \leq L$ $n(0) \leq n \leq n_0$. Влияние разогрева на концентрацию учитывается отношением J_2/J_1 . Причем в отсутствие разогрева для максвелловской функции распределения или близкой к ней вида (9) $J_2/J_1 = 1$. В случае сильного разогрева для функции распределения вида (10) можно получить

$$\frac{J_2}{J_1} \approx \left(\frac{\pi 3\delta}{2l} \right)^{1/2} \frac{1}{|F|}. \quad (22)$$

Сравним изменение концентрации экситонов $\Delta n_1 = n_0 - n$ (0) в случае максвелловской функции распределения, когда поле в неоднородной области имеет вид (5), но $A=1$, $m=1$, с изменением концентрации $\Delta n_2 = n_0 - n$ (0) при учете разогрева, если F имеет вид (10). Анализ выражений (19), (20) в приближении $L_s \gg 1$, $L \gg \sqrt{lL}$, дает следующие результаты:

$$\Delta n_1 \approx \frac{n_0}{L_s l L_s a L}, \quad (23)$$

$$\Delta n_2 \approx \frac{n_0 \sqrt{2l}}{L_s \sqrt{3\pi\delta}}. \quad (24)$$

В этом случае учет разогрева приводит к уменьшению Δn , т. е. $\Delta n_2 < \Delta n_1$, причем изменение может быть значительным. При этом эффект разогрева приведет к изменению интенсивности экситонной люминесценции J в области неоднородного поля

$$\frac{\Delta J}{J_0} = - \int_0^L \frac{n - n_0}{n_0} dx, \quad (25)$$

где J_0 — интенсивность люминесценции в однородной области ($x \geq L$) полупроводника.

Подобным образом авторами [9] оценивалось влияние областей разупорядочения на интенсивность тушения люминесценции из-за образования локализованных экситонных состояний. В данном случае вследствие разогрева экситонов неоднородным полем интенсивность люминесценции в области больших градиентов, согласно (20), (19), (25), может возрасти. Причем величина $\Delta J/J_0$ может оказаться значительной, что позволяет получить полезную информацию о характеристиках областей с неоднородным полем в полупроводниках, исследуя люминесценцию в экситонной области спектра.

Список литературы

- [1] Агранович В. М., Галанин М. Д. Перенос энергии электронного возбуждения в конденсированных средах. М., 1978. 381 с.
- [2] Pertogorov S. // Phys. St. Sol. (b). 1975. V. 68. N 1. P. 9—42.
- [3] Ансельм А. И., Фирсов Ю. А. // ЖЭТФ. 1955. Т. 28. В. 1. С. 151—159.
- [4] Ансельм А. И., Фирсов Ю. А. // ЖЭТФ. 1956. Т. 30. В. 4. С. 719—725.
- [5] Грибников Э. С., Раппа Э. И. // ЖТФ. 1958. Т. 28. В. 9. С. 1948—1958.
- [6] Blossay D. // Phys. Rev. B. 1970. V. 2. N 10. P. 3976—3990.
- [7] Чайка Г. Е. // УФЖ. 1964. Т. 9. В. 10. С. 1137—1139.
- [8] Бейтмен Г., Эрдейи А. Высшие трансцендентные функции. Т. 1. М., 1973. 294 с.
- [9] Зивец О. С., Крюченко Ю. В., Сугаков В. И. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 9. С. 1716—1718.

Одесский электротехнический институт связи им. А. С. Попова

Получено 12.10.1988
Принято к печати 16.10.1989

ФТП, том 24, вып. 2, 1990

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СТРУКТУР Au—n-TlSbS₂

Гицу Д. В., Гринчешен И. Н., Зайковский А. В.

Соединения TlSbS₂, TlSbSe₂ являются широкозонными представителями класса TlVB₃S₂^{VI}. Ранее [1, 2] были исследованы электрические, спектральные и фотоэлектрические свойства монокристаллов TlSbSe₂ и структур МТДП на их основе. В частности, было указано на возможность управления величиной фото-