

УДК 621.315.592,621.333

© 1990

## ОСОБЕННОСТИ КИНЕТИКИ ФОТОТОКА В ПОЛИМЕРНЫХ КРИСТАЛЛАХ С ЦЕНТРАМИ РЕКОМБИНАЦИИ

*И. В. Зозуленко, А. И. Онипко*

Расчитана зависимость от времени плотности носителей заряда для квазиодномерного кристалла с хаотически распределенными центрами захвата, помещенного в постоянное электрическое поле  $E$ , и прослежена связь формы кинетических кривых фототока с характерными параметрами:  $\eta \sim E$ ,  $c$  — концентрацией центров рекомбинации и величиной отношения скорости захвата на них носителей заряда  $\omega$  к скорости диффузии  $W$ . В известной работе Мовагхара, Полмана и Вюртца (МПВ) и многих последующих использовалась модель мгновенной рекомбинации или захвата,  $\omega = \infty$ . Показано, что при медленном захвате  $\omega/Wc \ll 1$  вид кинетической кривой и ее трансформация с изменением  $E$  качественно отличаются от предсказаний теории МПВ, и установлены границы применимости последней. Проведено сравнение новых результатов с известными. Сопоставление полученных зависимостей с данными измерений темнового фототока при различных значениях  $E$  позволяют оценить скорость захвата  $\omega$  (обычно остающейся скрытым параметром) и получить более достоверную информацию о других параметрах исследуемой системы.

В работах последних лет, посвященных изучению переноса заряда и энергии возбуждения в молекулярных системах, все большее внимание уделяется исследованию процессов переноса в низкоразмерных структурах, в частности в квазиодномерных кристаллах и полимерах. В настоящее время известен уже целый ряд органических и неорганических кристаллов, в которых преимущественная одномерность движения квазичастиц, как заряженных, так и электронейтральных, подтверждена экспериментально [1-16]. К числу наиболее изученных относятся кристаллы полидиацетилена, интерес к исследованию которых обусловлен необычностью наблюдаемых электрооптических свойств [1-8]. Интересные фотопроводящие характеристики полидиацетиленов не имеют, однако, однозначной теоретической интерпретации, что стимулирует дальнейшую разработку моделей, используемых для описания кинетики переноса заряда в квазиодномерных объектах.

В частности, для объяснения наблюдаемых свойств релаксации заряда в полидиацетиленах, обусловленной захватом на центры рекомбинации [4-6], использовалась предложенная Мовагхаром Полманом и Вюртцем [17, 18] теория процесса переноса носителей заряда на ловушки (теория МПВ). В качестве базовой модели рассматривалась молекулярная цепочка с хаотически распределенными ловушками, при подходе к которым захват квазичастицы происходит с единичной вероятностью или, что то же самое, с бесконечной скоростью. Движение носителей заряда до захвата предполагалось диффузионным. В [17, 18] было показано, что влияние постоянного электрического поля на зависимость спада плотности заряда  $\rho(t)$  от времени качественно различается по своему проявлению в слабых (1) и сильных (2) полях

$$\eta < c, \quad \eta > c, \quad (1), (2)$$

$\eta$  — параметр, определяющий величину дрейфового слагаемого в уравнении движения заряда в электрическом поле с напряженностью  $E$ ,  $\eta \sim E$  (см. (11), (13)),  $c$  — концентрация ловушек.

При выполнении (1)

$$\rho(t) \equiv L_1(t) = \frac{4}{\pi^2} e^{-\eta^2 W t} \int_0^{\infty} dx \frac{\exp(-\pi^2 c^2 W t / x^2)}{[1 + (\eta x / \pi c)^2]^2} +$$

$$\times \left\{ \frac{\exp(-x)}{1 - \exp(-x)} + \frac{\exp[-x(1 + \eta/c)]}{2[1 + \exp(-x(1 + \eta/c))]} + \right.$$

$$\left. + \frac{\exp[-x(1 - \eta/c)]}{2[1 + \exp(-x(1 - \eta/c))]} \right\} = \quad (3)$$

$$= \exp[-^{3/2}(2\pi^2(c - \eta)^2 W t)^{1/3}] \exp[-\eta^2 W t], \quad t \gg (2\pi^2(c - \eta)^2 W)^{-1}, \quad (3a)$$

где  $W$  — скорость диффузии квазичастицы в единицах постоянной решетки  $a$ .

Если же реализуется неравенство (2), то

$$\rho(t) = L_1(t) + L_2(t) = \quad (4)$$

$$= \exp[-2\eta c W t], \quad 2\eta c W t \gg 1, \quad (4a)$$

где

$$L_2(t) = 8c^2(\eta - c)^2 e^{-\eta^2 W t} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(k + 1/2) \exp[(((\eta - c)/(2k + 1))^2 W t)]}{[\eta^2(2k + 1)^2 - (\eta - c)^2]^2}.$$

Как видно, величиной приложенного поля можно управлять законом спада  $\rho(t)$ : с ростом напряженности  $E$  зависимость  $\sim \exp(-t^{1/3})$ , соответствующая известной флуктуационной асимптотике Балагурова и Вакса [19], подавляется экспоненциальной. В свою очередь в последней при дальнейшем увеличении  $E$  изменяется определение скорости спада,  $\eta^2 W$  на  $2\eta c W$ .

Подчеркнем, что в работах [17, 18] использовалось предположение о бесконечности скорости захвата квазичастиц на ловушки (обозначаемую далее  $\omega$ ), что, разумеется, далеко не всегда может быть обосновано.

Проявления конечности величины  $\omega$  в наблюдаемой кинетике спада плотности частиц, диффундирующих в цепочке с ловушками, в отсутствие поля изучались в [20-22] и резюмированы в [23], где показано, что в случаях быстрого (5) и медленного (6) захватов

$$\omega/Wc \gg 1, \quad \omega/Wc \ll 1 \quad (5), (6)$$

законы спада плотности частиц  $\rho(t)$  различаются качественно. Если при выполнении первого неравенства зависимость  $\rho(t)$  мало отличается от ожидаемой при  $\omega = \infty$  (в частности, имеет вид (3) при  $\eta = 0$ ), то при выполнении второго из приведенных неравенств закон спада будет иным, а именно кинетика затухания  $\rho(t)$  на временах  $\tau < W^2 c / \omega^3$  описывается зависимостью с другим характерным масштабом времен, при  $t \ll \tau$

$$\rho(t) = 4c\omega t K_2(2\sqrt{2c\omega t}) \sim \sqrt{\pi} (2c\omega t)^{3/4} e^{-2\sqrt{2c\omega t}}, \quad 2c\omega t \gg 1, \quad (7)$$

а основная асимптотика (3) реализуется на столь больших временах  $c\omega t \gg (\pi^2 W c / \omega)^2$ , на которых отклонение в движении квазичастиц от строго одномерного и связанное с этим изменение закона спада делают возможность наблюдения зависимости (3) маловероятной.

Сказанное выше свидетельствует о важности учета конечности скорости захвата при расчете зависимости  $\rho(t)$ , которая прямо или косвенно измеряется на эксперименте, и, таким образом, указывает на необходимость объединения моделей [17, 18] и [23] с целью построения теории процесса переноса заряда на ловушки в электрическом поле при конечной скорости захвата.

В настоящей работе, исходя из общего выражения для плотности частиц, диффундирующих в цепочке с ловушками, рассчитана временная зависимость спада тока фотопроводимости при произвольных значениях параметров  $\omega/W$ ,  $\eta$ ,  $c$  (но  $c$ ,  $\eta \ll 1$ ).

# Вероятность выживания заряженной частицы в цепочке с ловушками

Основную структурную единицу квазиодномерного кристалла с хаотически распределенными ловушками можно представить как линейную последовательность отрезков из регулярно расположенных молекул основного вещества (под молекулой подразумеваются также атомы или определенные группы из атомов и молекул), которые ограничены молекулами примеси, играющими роль ненасыщаемых ловушек для квазичастиц, движущихся по молекулам основного вещества. Распределение таких отрезков по длинам предполагается пуассоновским, что оправдано при малых концентрациях ловушек (более строгое определение распределения отрезков — линейных кластеров по длинам дано в [24]). Интересующая нас средняя вероятность выживания частицы в цепочке с ловушками, с которой непосредственно связана измеряемая на эксперименте зависимость фототока от времени, может быть представлена в виде

$$\rho(t) = c^2 \int_0^{\infty} dn n \Omega_n(t) e^{-cn}, \quad (8)$$

где  $\Omega_n(t)$  — вероятность выживания частицы к моменту времени  $t$  в кластере длины  $n$ , т. е. состоящего из  $n$  основных молекул. Для расчета  $\Omega_n(t)$  необходимо конкретизировать модель движения.

Будем предполагать, что движение носителей заряда в электрическом поле представляет собой стохастический марковский процесс случайных блужданий, осуществляемых прыжками частицы между соседними узлами цепочки. В этом случае вероятность обнаружения частицы на узле  $i$  в момент времени  $t$  определяется решением системы управляющих уравнений Паули (master equations)

$$\partial \rho_n(i, t) / \partial t = -(W^+ + W^-) \rho_n(i, t) + W^- \rho_n(i+1, t) + W^+ \rho_n(i-1, t), \quad i \neq 1, n, \quad (9)$$

$$\partial \rho_n(1, t) / \partial t = -(\omega^- + W^+) \rho_n(1, t) + W^- \rho_n(2, t), \quad (10a)$$

$$\partial \rho_n(n, t) / \partial t = -(\omega^+ + W^-) \rho_n(n, t) + W^+ \rho_n(n-1, t), \quad (10b)$$

где  $W^\pm$  — вероятность в единицу времени (скорость) переноса заряда между основными молекулами вдоль (+) и против (-) поля:  $\omega^\pm$  — скорость захвата на ловушку. При активационном механизме перескоков можем записать

$$W^\pm = W e^{\pm \eta}, \quad \omega^\pm = \omega e^{\pm \eta}, \quad \eta = e E a / 2kT, \quad (11)$$

где  $e$  — заряд квазичастицы.

Использование системы одночастичных уравнений (9), (10) подразумевает пренебрежение взаимодействием между носителями заряда, что оправдано при достаточно малой их концентрации. Роль эффектов межчастичного взаимодействия в процессах переноса в обсуждаемой здесь системе рассмотрена в [25-27].

Для нахождения  $\rho_n(i, t)$  и расчета вероятности выживания

$$\Omega_n(t) = \sum_{i=1}^n \rho_n(i, t) \quad (12)$$

воспользуемся континуальным приближением, предполагая  $t \gg W^{-1}$ ,  $n \gg 1$ ,  $\eta \ll 1$ . При малых полях и плавном изменении распределения плотности вероятности на расстояниях порядка  $a$  решению (9), (10) эквивалентно решение уравнения диффузии

$$\frac{\partial \rho_n(x, \tau)}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \rho_n(x, \tau)}{\partial x^2} + 2\eta \frac{\partial \rho_n(x, \tau)}{\partial x}, \quad \tau = Wt \quad (13)$$

с граничными условиями

$$\partial \rho_n(x, \tau) / \partial x |_{x=0} = (\bar{\omega} - 2\eta) \rho_n(0, \tau), \quad (14a)$$

$$\partial \rho_n(x, \tau) / \partial x |_{x=n} = -(\bar{\omega} + 2\eta) \rho_n(n, \tau), \quad \bar{\omega} = \omega/W, \quad (14b)$$

которые следуют из (10).

Решение (13), (14) легко находится для лапласова образа

$$\bar{\rho}_n(x, s) = \int_0^{\infty} d\tau \rho_n(x, \tau) e^{-s\tau}. \quad (15)$$

Подстановка его в определение Лаплас-образа вероятности выживания

$$\bar{Q}_n(s) = \int_0^{\infty} d\tau Q_n(\tau) e^{-s\tau} = \frac{1}{s} - \frac{\bar{\omega}}{n} [\bar{\rho}_n(0, s) + \bar{\rho}_n(n, s)] \quad (16)$$

при однородном начальном распределении плотности вероятности

$$\rho_n(x, t=0) = n^{-1} \quad (17)$$

дает

$$\bar{Q}_n(s) = \frac{1}{s} - \frac{2\bar{\omega}}{ns^2} \frac{(2\eta^2 + s) \operatorname{sh} \lambda n + \bar{\omega} \lambda \operatorname{ch} \lambda n - \bar{\omega} \lambda \operatorname{ch} \lambda n - 2\eta \lambda \operatorname{sh} \eta n}{(\bar{\omega}^2 + s) \operatorname{sh} \lambda n + 2\bar{\omega} \lambda \operatorname{ch} \lambda n}, \quad (18)$$

$$\lambda = \sqrt{\eta^2 + s}.$$

В пределе  $\bar{\omega} = \infty$  (18) переходит в выражение

$$\bar{Q}_n(s) = \frac{1}{s} - \frac{2\lambda \operatorname{ch} \lambda n - \operatorname{ch} \eta n}{ns^2 \operatorname{sh} \lambda n}, \quad (19)$$

использованное в [17, 18] для расчета средней вероятности выживания  $\rho(t)$ .

Подчеркнем, что  $\bar{Q}_n(s)$  не имеет особенностей в точке  $s=0$ . Значение Лаплас-образа в этой точке определяет усредненное по начальному положению частицы время ее жизни в цепочке с поглощающими границами

$$T_n = W^{-1} \lim_{s \rightarrow 0} \bar{Q}_n(s) = W^{-1} \frac{\left(1 + \frac{\bar{\omega}n}{2} - \frac{\bar{\omega}}{2\eta^2} - \frac{\bar{\omega}^2}{4\eta^2}\right) \operatorname{sh} \eta n + \frac{\bar{\omega}}{2\eta} \left(1 + \frac{\bar{\omega}n}{2}\right) \operatorname{ch} \eta n}{\bar{\omega}^2 \operatorname{sh} \eta n + 2\bar{\omega} \eta \operatorname{ch} \eta n}. \quad (20)$$

Обращение  $\bar{Q}_n(s)$  к пространству оригиналов в общем случае затруднительно, но может быть выполнено для репрезентативного ряда соотношений между характерными параметрами  $\bar{\omega}$ ,  $c$  и  $\eta$ . Опуская детали соответствующего расчета, приведем лишь окончательные результаты

$$Q_n(t) = 4\pi^2 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{k^2 \exp[-(\eta^2 + \pi^2 k^2/n^2) Wt]}{(\eta^2 n^2 + \pi^2 k^2)^2} [1 - (-1)^k \operatorname{ch} \eta n], \quad \bar{\omega}n \gg 1, \quad \eta \ll \bar{\omega}, \quad (21)$$

$$Q_n(t) = 8\pi^2 \eta \bar{\omega} n^2 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{k^2 (-1)^k \operatorname{sh}(\eta n) \exp[-(\eta^2 + \pi^2 k^2/n^2) Wt]}{[(\eta^2 - \bar{\omega}^2) n^2 + \pi^2 k^2] (\eta^2 n^2 + \pi^2 k^2)^2} + \\ + \exp[\bar{\omega}n - 2\eta \omega t] / \bar{\omega}n, \quad \bar{\omega}n \gg 1, \quad \eta \gg \bar{\omega}, \quad (22)$$

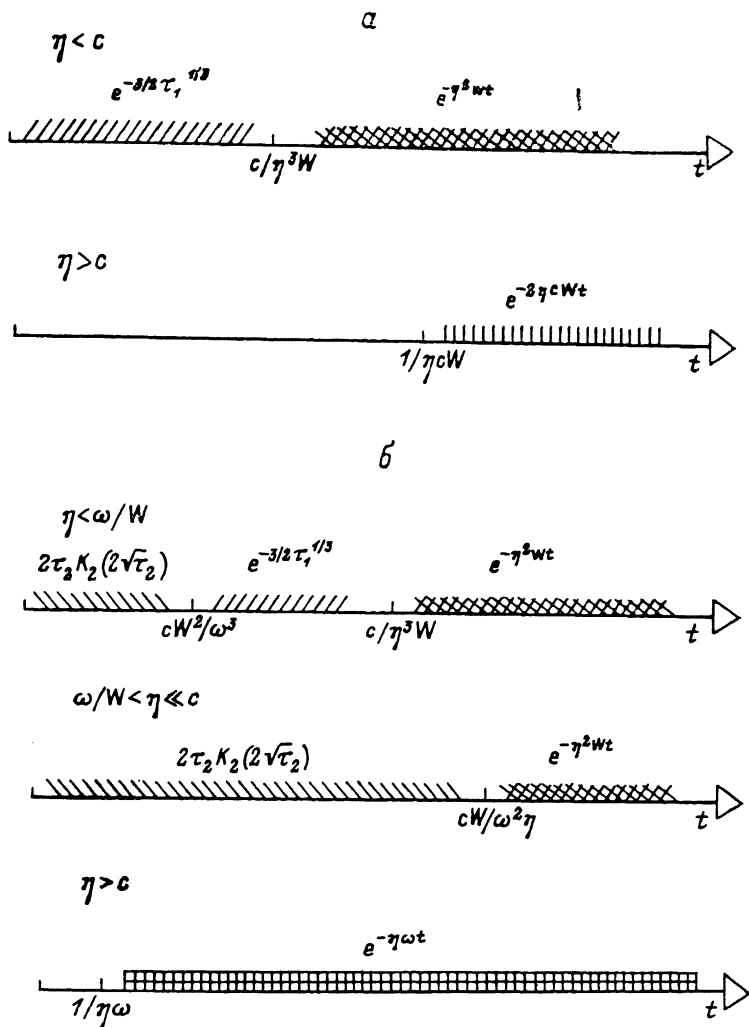
$$Q_n(t) = \exp\left(-\frac{2\omega}{n} t\right), \quad \bar{\omega}n \ll 1, \quad \eta n \ll 1, \quad (23)$$

$$Q_n(t) = 8\pi^2 \eta \bar{\omega} n^2 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{k^2 (-1)^k \operatorname{sh}(\eta n) \exp[-(\eta^2 + \pi^2 k^2/n^2) Wt]}{(\eta^2 n^2 + \pi^2 k^2)^3} + \\ + \exp(-2\eta \omega t), \quad \bar{\omega}n \ll 1, \quad \eta n \gg 1. \quad (24)$$

Полученные выражения полезны для ориентации при выяснении связи зависимости  $Q_n(t)$  с длиной кластера, величиной приложенного поля и скоростью захвата. Однако проведение дальнейших вычислений затрудни-

тельно, поскольку при подстановке (21), (22), (24) в (8) нельзя поменять порядок суммирования и интегрирования из-за возникновения расходящихся интегралов. Поэтому удобнее в указанных случаях использовать среднее значение Лаплас-образа плотности частиц

$$\bar{\rho}(s) = c^2 \int_0^{\infty} dn n \bar{\rho}_n(s) e^{-cn}. \quad (25)$$



Изменение зависимости спада плотности носителей заряда от времени при увеличении напряженности электрического поля (сверху вниз) при быстром (а) и медленном (б) захвате.

По-разному заштрихованные участки временной оси (масштаб не выдержан) соответствуют различным характерным зависимостям  $\rho(t)$ .

В дальнейшем рассмотрим отдельно случаи быстрого (5) и медленного (6) захвата частиц на ловушки.

а) Быстрый захват. Проведя в (18) тождественные преобразования, после обращения (25) к пространству оригиналов получим

$$\rho(t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\gamma-i\infty}^{\gamma+i\infty} ds e^{st} [\bar{R}_1(s) + \bar{R}_2(s)], \quad (26)$$

где

$$\tilde{R}_1(s) = 2\bar{\omega} (2\eta + \bar{\omega}) \frac{c^2}{ns^2} \lambda \int_0^\infty dy \frac{\text{sh}(\eta - c)y}{(\bar{\omega}^2 + s) \text{sh} \lambda y + 2\bar{\omega} \lambda \text{ch} \lambda y}, \quad (27)$$

$$\tilde{R}_2(s) = c^2 \int_0^\infty dn \left\{ \frac{e^{-cn}}{s} - \frac{2\bar{\omega}}{ns^2} \frac{\lambda [e^{-(\eta-c)n} (\eta + \bar{\omega}/2) - e^{-(\eta+c)n} (\eta - \bar{\omega}/2)]}{(\bar{\omega}^2 + s) \text{sh} \lambda n + 2\bar{\omega} \lambda \text{ch} \lambda n} - \right. \\ \left. - 2\bar{\omega} \frac{e^{-cn}}{ns^2} \frac{(2\eta^2 + s) \text{sh} \lambda n + \bar{\omega} \lambda \text{ch} \lambda n}{(\bar{\omega}^2 + s) \text{sh} \lambda n + 2\bar{\omega} \lambda \text{ch} \lambda n} \right\}. \quad (28)$$

Вначале исключим случай больших полей, т. е. предположим, что  $\eta \ll \omega/W$  (иерархия характерных параметров, определяющих области слабых, промежуточных и сильных полей, приведена на рисунке). Как видно, при оговоренных ограничениях на параметры выражение (21) (в котором опущены несущественные члены) является оригиналом (19). Вычисления по формулам (19), (25) в этом случае воспроизводят результаты теории МПВ (3), (4).

Подчеркнем, что область применимости полученных зависимостей распространяется на случай конечных значений параметра  $\omega/W$ , в том числе и  $\omega/W \ll 1$ , а не ограничивается условием  $\omega/W = \infty$ , использованным в [17, 18] при их получении. В то же время при конечной скорости захвата, помимо общего критерия применимости теории  $\eta \ll 1$ , возникает дополнительное условие для величины поля  $\eta \ll \omega/W$ , выполнение которого необходимо для реализации закона спада (3), (4).

Рассмотрим теперь случай больших полей,  $\eta \gg \omega/W$ . Можно показать, что в (26) доминирующий вклад дает обращение  $\tilde{R}_1(s)$ . Результат расчета соответствующей временной зависимости имеет вид

$$\rho(t) = 8\eta^2 \bar{\omega} c^2 e^{-\eta^2 W t} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\exp [((\eta - c)/(2k + 1))^2 W t]}{(2k + 1) (\eta^2 - \xi_k^2)^2 [(\xi_k + \bar{\omega})^2 - \eta^2]} \left( \frac{(\xi_k + \bar{\omega})^2 - \eta^2}{(\xi_k - \bar{\omega})^2 - \eta^2} \right)^k + \\ + O\left(\frac{c}{\bar{\omega}}\right) \exp(-2\eta\omega t) = \exp[-2\eta c W t], \quad 2\eta c W t \gg 1, \quad (29a)$$

где  $\xi_k = (\eta - c)/(2k + 1)$ . Как видно, отличие от (14) имеется только на временах  $2\eta c W t \leq t$ ; на больших в указанном смысле временах зависимости (29) и (4) совпадают.

Отметим, что, согласно оценке из [24], асимптотика вероятности выживания может иметь вид либо  $\exp(-\eta^2 W t)$ , т. е. соответствующий (3), либо  $\exp(-2\eta\omega t)$  (см. ниже, (30)), что в обоих случаях соответствует приближению наименьшего полюса. В случае же быстрого захвата и  $\eta > c$  указанное приближение непригодно, так что при получении приведенных выше зависимостей для  $\rho(t)$  учитывался вклад от всех полюсов Лаплас-образа  $\tilde{\Omega}_n(s)$ .

**б) М е д л е н н ы й з а х в а т.** Аналогично предыдущему исключим вначале из рассмотрения случай сильных полей, т. е. предположим, что  $\eta < c$ . Тогда, подставляя выражение (23) для  $\tilde{\Omega}_n(t)$  в (8), получаем для  $\rho(t)$  на временах  $t \ll \tau$  зависимость (7), а на временах  $t \gg \tau$  зависимость (3a) ( $\tau = W^2 c / \omega^3$ , если  $\eta < \bar{\omega}$ , и  $\tau = c / \omega \eta^2$ , если  $\eta > \bar{\omega}$ ). Таким образом, при слабых полях  $\eta < \omega/W$  в кинетике спада плотности носителей заряда проявляются три характерные зависимости по мере возрастания времени в последовательности  $\rho(t) = \exp(-t^{1/2})$ ,  $\rho(t) \sim \exp(-t^{1/3})$  и  $\rho(t) \sim \sim \exp(-t)$  (см. рисунок). Если же  $\eta \geq \omega/W$ , то вторая из двух промежуточных асимптотик проявиться не может, так что с течением времени должен наблюдаться переход непосредственно от зависимости вида (7) к экспоненциальной (3a). Как и в случае быстрого захвата (см. (3)), при  $\eta \ll c$  с ростом поля в интервале  $\bar{\omega} < \eta < c$  будет происходить сокращение промежутка времени, на котором  $\rho(t)$  совпадает с зависимостью, описывающей кинетику захвата электронейтральных частиц, и соответственно раньше осуществляется переход к экспоненциальной кинетике.

При сильных полях  $\eta \gg c$  нетрудно показать, что главный вклад в определение  $\rho(t)$  дает второе слагаемое в (28)

$$\rho(t) = \exp(-2\eta\omega t). \quad (30)$$

Уменьшение концентрации носителей заряда, как видно, является экспоненциальным с иной константой спада, чем в (3) и (4). Таким образом, рассмотренное выше изменение кинетической кривой с увеличением  $\eta$  в сильных полях должно завершиться изменением (уменьшением) константы экспоненциального спада,  $\eta^2 W \rightarrow 2\omega\eta$ .

Продолжительность наблюдения фототока в пределах одного порядка от начального может быть оценена по величине среднего времени жизни носителей заряда в цепочке с ловушками. Выпишем соответствующие полученным зависимостям  $\rho(t)$  следующие из (20) определения времени жизни

$$T = c^2 \int_0^{\infty} dnnT_n e^{-cn} = \begin{cases} 1/2 Wc^2, & \bar{\omega}/c \gg 1, \quad \eta \ll \bar{\omega}, \\ 1/2 W\eta c, & \bar{\omega}/c \gg 1, \quad \eta \gg \bar{\omega}, \\ 1/\omega c, & \bar{\omega}/c \ll 1, \quad \eta \ll c, \\ 1/2 \omega\eta, & \bar{\omega}/c \ll 1, \quad \eta \gg c. \end{cases} \quad (31)$$

Резюмируя представленные результаты, акцентируем два наиболее существенных, на наш взгляд, вывода. Предсказание теории МПВ, основанной на предположении бесконечно быстрого захвата на ловушку, остаются справедливыми и при конечных значениях  $\omega$  при выполнении условия быстрого захвата (5). В то же время медленному захвату отвечает качественно новый характер кинетической кривой спада и ее зависимости от величины приложенного электрического поля.

### Обсуждение результатов

В экспериментах по измерению фототока после светового возбуждения квазиодномерного кристалла изменяемым параметром является величина приложенного к образцу напряжения. Поэтому представляется целесообразным подытожить имеющиеся результаты относительно связи зависимости  $\rho(t)$ , определяющей интенсивность фототока, с величиной параметра  $\eta$ .

При быстром захвате и слабых полях (см. рисунок, а) затухание фототока в результате захвата на ловушки подавляющей части носителей заряда происходит по тому же закону, которым описывается спад плотности электронейтральных частиц,  $\rho_{\tau=0}$ . Далекой асимптотике соответствует экспоненциальная зависимость  $\exp(-\eta^2 W t)$ . Увеличение поля приводит к сокращению начального временного интервала, на котором  $\rho(t) \approx \rho_{\tau=0}(t)$ . При переходе в область промежуточных и сильных полей следует ожидать проявления экспоненциальной зависимости с измененной по сравнению со случаем слабых полей константой экспоненциального спада,  $K = 2\eta c W$ . Различие зависимостей при промежуточных и сильных полях будет наблюдаться только до перехода к экспоненциальной асимптотике, причем экспоненциальная кинетика отвечает гибели уже заметной доли от исходного числа носителей заряда.

При медленном захвате как сам вид кинетической кривой  $\rho(t)$ , так и ее эволюция при изменении параметра  $\eta$  существенно отличаются от описанных выше (см. рисунок, б). В слабых полях существуют две промежуточные асимптотики, предшествующие экспоненциальной. Однако наиболее реальна для наблюдения зависимость  $\rho(t) \sim \exp(-2(2c\omega t)^{1/2})$ , определяющая закон спада в пределах примерно двух порядков от начальной плотности частиц. При переходе к промежуточным полям происходит «вытеснение» второй промежуточной асимптотики  $\exp(-t^{1/2})$ . Наконец, сильное поле приводит к исчезновению промежуточной асимптотики, характерной для спада плотности электронейтральных частиц, а экспоненциальный закон, описывающий гибель значительной доли носителей

заряда, определяется константой  $K=2\tau\omega$ . Существенно, что последняя содержит информацию о скорости захвата как о лимитирующем параметре и не зависит от концентрации ловушек, как это предсказывается теорией МПВ.

Полученные в данной работе результаты свидетельствуют о важности учета возможной малости скорости захвата для адекватного анализа данных экспериментов, подобных проведенным в [4-6]. Несмотря на продемонстрированное в [4-6] хорошее согласие с предсказаниями теории МПВ, представляется необходимым проводить также сопоставление экспериментальных кривых с кинетическими зависимостями, полученными в предположении медленного захвата. Изменение параметра  $\tau$  в достаточно широких пределах и анализ наблюдаемых изменений кинетической кривой позволяют сделать выбор между моделями быстрого и медленного захвата и тем самым в значительной мере повлиять на интерпретацию всех данных измерений.

#### Список литературы

- [1] Siddiqui A. S., Wilson E. G. // J. Phys. C. 1979. V. 12. N 20. P. 4237-4243.
- [2] Siddiqui A. S. // J. Phys. C. 1980. V. 13. N 11. P. 2147-2159.
- [3] Soumami T., Donovan K. J., Gold E. e. a. // Material Science. 1984. V. 10. N 1-2. P. 23-26.
- [4] Hunt I. G., Bloor D., Movaghar B. // J. Phys. C. 1983. V. 16. N 18. P. L623-L628; 1985. V. 18. N 18. P. 3497-3509.
- [5] Seiferheld V., Bassler B., Movaghar B. // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 51. N 9. P. 813-818.
- [6] Rughooputh S. D. D. V., Bloor D., Phillips D. e. a. // Phys. Rev. B. 1987. V. 35. N 15. P. 8103-8112.
- [7] Polydiacetylenes / Ed. D. Bloor, R. R. Chance. Martinus Nijhoff. Dordrecht, 1985. P. 426.
- [8] Yoshizawa M., Kobayashi T., Akagi K. e. a. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 17. P. 10301-10307.
- [10] Dlott D. D., Fayer M. D., Wieting R. D. // J. Chem. Phys. 1978. V. 69. N 6. P. 2752-2762.
- [11] Kayffman H. F., Molley B., Weixelbaumer W.-D. e. a. // J. Chem. Phys. 1986. V. 85. N 6. P. 3566-3584.
- [12] Auerbach R. A., McPherson G. L. // Phys. Rev. B. 1987. V. 33. N 10. P. 6815-6820.
- [13] Buijs M., Blasse G. // J. Lumin. 1986. V. 34. N 2. P. 263-278.
- [14] Yoshizawa M., Kobayashi T., Fujimoto H. e. a. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 15. P. 9888-9891.
- [15] Авдеенко А. А., Еременко А. А., Карачевцев В. А. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 8. С. 281-290.
- [16] Donovan K. J., Wilson F. J. // Phil. Mag. B. 1981. V. 44. N 1. P. 31-45.
- [17] Movaghar B., Murray D., Pohlmann B. e. a. // J. Phys. C. 1984. V. 17. N 19. P. 1677-1689.
- [18] Movaghar B., Pohlmann B., Wurtz D. // Phys. Rev. A. 1985. V. 31. N 13. P. 1568-1570.
- [19] Балагуров Б. Я., Вакс В. Г. // ЖЭТФ. 1973. Т. 65. № 5. С. 1936-1946.
- [20] Онишко А. И., Гальчук Л. И. // Хим. физика. 1987. Т. 6. № 6. С. 825-830.
- [21] Гальчук Л. И., Онишко А. И. // УФЖ. 1987. Т. 32. № 7. С. 1005-1012.
- [22] Онишко А. И. // ТЭХ. 1988. Т. 24. № 1. С. 8-13.
- [23] Onipko A. I., Malysheva L. I., Zozulenko I. V. // Chem. Phys. 1988. V. 121. N 1. P. 99-114.
- [24] Бурлацкий С. Ф., Иванов О. Ф. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 8. С. 331-350.
- [25] Зозуленко И. В., Онишко А. И. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 9. С. 2665-2672.
- [26] Gaididei Yu. B., Onipko A. I., Zozulenko I. V. // Phys. Lett. A. 1988. V. 132. N 6, 7. P. 329-334.
- [27] Onipko A. I., Zozulenko I. V. // J. Lumin. 1989. V. 43. N 3. P. 173-184.

Институт теоретической физики  
АН УССР  
Киев

Поступило в Редакцию  
9 февраля 1989 г.  
В окончательной редакции  
28 ноября 1989 г.