

# ФИЗИЧЕСКАЯ ОПТИКА

УДК 535.376: 544.163.2

## ПЕРЕХОДНАЯ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ В ОДНОСЛОЙНОМ ПОЛИМЕРНОМ СВЕТОДИОДЕ

© 2012 г. А. Р. Тамеев\*, канд. хим. наук; В. Р. Никитенко\*\*, доктор физ.-мат. наук; Д. А. Лыпенко\*, канд. хим. наук; А. В. Ванников\*, доктор хим. наук

\* Институт физической химии и электрохимии им. А.Н. Фрумкина РАН, Москва

\*\* Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва

E-mail: tameev@elchem.ac.ru

Выполнены экспериментальные исследования и теоретический анализ переходной электролюминесценции в органическом светодиоде на основе тонкой полимерной пленки. Как расчетные, так и экспериментальные кривые характеризуются аномальной дисперсией и универсальностью, что можно считать проявлением стимулированной электрическим полем диффузии носителей заряда в неравновесном режиме переноса. Показано, что время пролета носителей заряда соответствует времени достижения половины от установившейся интенсивности излучения, а не времени задержки электролюминесценции относительно начала импульса приложенного напряжения.

*Ключевые слова:* переходная электролюминесценция, время пролета, органический светодиод, неравновесный транспорт, полевая диффузия.

Коды OCIS: 230.3670, 250.3680, 250.6715, 310.6870

Поступила в редакцию 08.02.2011

### 1. Введение

В последнее время достигнут большой прогресс как в понимании физических принципов электролюминесценции (ЭЛ) в тонких слоях органических материалов (полимеров или низкомолекулярных соединений), так и в улучшении характеристик органических светоизлучающих диодов (ОСИД) [1]. Основным элементом однослойного ОСИД является слой органического вещества, помещенный между двумя электродами, один из которых инжектирует электроны, а другой – дырки. Среди полимеров, наиболее изученных в ходе разработок ОСИД, выделяются производные полифениленвинилена и полифлуорена [1, 2], ароматические полиимиды [3]. Указанные полимеры обладают высокими значениями подвижности носителей заряда по сравнению с другими органическими материалами [3–5].

Измерения нестационарной или переходной ЭЛ (ПЭЛ), помимо прикладного значения

в связи с оптимизацией ОСИД, были предложены как основной экспериментальный метод определения дрейфовой подвижности основных носителей заряда в пленках субмикронной толщины [6], когда применение времяпролетного (ВП) метода затруднено вследствие большой в сравнении с толщиной пленки глубиной оптического поглощения.

Транспорт носителей заряда контролируется термоактивированными туннельными прыжками между локализованными состояниями, которые широко распределены по энергии по закону Гаусса [7, 8]. Известно, что энергетический беспорядок и неравновесность начального энергетического распределения носителей заряда приводят к аномальной дисперсии их пространственного распределения и убыванию подвижности со временем (дисперсионный транспорт) [7]. При этом нормированные зависимости от времени переходного тока, измеренного ВП методом, универсальны при различных значениях напряженности поля и толщины образца. Более того, универсаль-

ность возможна и в случае, если на кривых переходного тока наблюдается участок его постоянства – “плато”. При этом послепролетный “хвост” сигнала очень широк, что говорит об аномальном уширении пакета носителей. Эти свойства были установлены экспериментально и подтверждены моделированием по методу Монте-Карло [7]. Однако распространенная методика анализа данных ПЭЛ основана на сомнительном допущении, что транспорт носителей заряда в тонких органических слоях (<100 нм) является нормальным и характеризуется подвижностью и коэффициентом диффузии, не зависящими от времени и связанными соотношением Эйнштейна. В то же время отмечалось, что ширина сигнала ПЭЛ значительно больше, чем следует из теории в данном предположении [9]. Эмпирический метод определения дрейфовой подвижности, предложенный в работе [9], на качественном уровне учитывает аномальное уширение сигнала, но не обоснован теоретически.

В работе [10] предложена аналитическая теория неравновесного прыжкового переноса заряда в неупорядоченных органических материалах. Транспорт характеризуется зависящей от времени подвижностью и коэффициентом стимулированной диффузии (ПД). Последний описывает аномальный разброс координат носителей заряда, обусловленный дисперсией времен их освобождения с глубоких состояний. На основе упомянутой теории в работе [11] развита аналитическая модель начального роста сигналов ПЭЛ.

В данной работе проведено сравнение предложенной модели с экспериментальными данными, полученными на однослойном ОСИД. Обсуждаются методы и условия корректного определения дрейфовой подвижности носителей (дырок) по данным ПЭЛ.

## 2. Объекты и методы экспериментального исследования

Для исследования в качестве зарядо-транспортного и ЭЛ материала был выбран сополимер п-фениленвинилена и 2-метокси-5-(2-этилгексилокси)-п-фениленвинилена (СПФВ), строение основной цепи которого полностью совпадает со строением поли-2-метокси-5-(2-этилгексилокси)-п-фениленвинилена (П-МЭГ-ФВ). Система  $\pi$ -сопряженных связей вдоль основной цепи полимеров служит транспортными центрами для переноса дырок [12]. Бо-

ковые алкильные группы обеспечивают растворимость СПФВ и П-МЭГ-ФВ в органических растворителях.

Измерения ПЭЛ выполняли на ОСИД следующей структуры: стеклянная подложка/анод/полимер/катод. Анод состоял из слоя  $\text{In}_2\text{O}_3:\text{SnO}_2$  (ITO) и слоя полианилина (ПАНИ) толщиной 70 нм. В работе использовали стеклянную подложку со слоем ITO производства фирмы Kintec (Гонконг), который наносит методом магнетронного распыления, что обеспечивает его высокую чистоту и равномерность. Для предотвращения диффузии примесных ионов из стекла, между слоем ITO и стеклянной подложкой формируют слой  $\text{SiO}_2$  толщиной 23 нм. Поверхностное сопротивление слоя ITO равно  $15 \text{ Ом}/\text{см}^2$ . ПАНИ, приготовленный методом матричного синтеза [13], наносили из водного раствора методом центрифугирования на стеклянную подложку со слоем ITO. Анод ITO/ПАНИ обеспечивал монополярную инжекцию дырок в слой электролюминесцентного полимера СПФВ (Sigma-Aldrich). Слой СПФВ толщиной 100 нм готовили методом центрифугирования из раствора сополимера в хлороформе. Катод состоял из слоя Ca толщиной 20 нм, покрытого защитным слоем Al толщиной 100 нм. Слои наносили последовательно методом термического распыления металла в вакуумной установке при остаточном давлении  $4 \times 10^{-4}$  Па. Слой СПФВ наносили в атмосфере аргона в перчаточном боксе MBraun 200B, катод термически напыляли в вакуумной установке, не вынося из бокса. Максимальная яркость свечения образцов ОСИД составляла  $3000 \text{ Кд}/\text{м}^2$  при напряжении 10 В и плотности тока  $500 \text{ мА}/\text{см}^2$ .

При измерении сигнала ПЭЛ на образец ОСИД подавали прямоугольный импульс напряжения (время установления около 25 нс, длительность импульса 100 мкс, амплитуда 10–40 В) от генератора импульсов Г5-88. После некоторого времени задержки от начала импульса напряжения наблюдали электролюминесценцию, интенсивность которой возрастала до насыщения. Сигнал ЭЛ регистрировали при помощи ФЭУ-84 (диапазоном чувствительности 300–850 нм), соединенного с цифровым запоминающим осциллографом ОЦЗС-01, встроенным в компьютер. Спектр ЭЛ образца имел максимум при 580 нм. Характерное время RC измерительной цепи не превышало 1 мкс. Все измерения выполняли при комнатной температуре.

### 3. Теоретическая модель переходной электролюминесценции

Предполагается, что в слое СПФВ, как и в П-МЭГ-ФВ [14], подвижность дырок много больше подвижности электронов, поэтому зона рекомбинации составляет слой толщиной в несколько нанометров вблизи катода (анод и катод имеют координаты  $x = 0$  и  $x = L$ , соответственно, где  $L$  – толщина полимерного слоя). Интенсивность ПЭЛ  $P(t)$  на начальном интервале времени есть произведение плотности тока проводимости дырок  $J(L, t)$ , приходящих в зону рекомбинации, и вероятности излучательной рекомбинации  $\varphi(t)$

$$P(t) = J(L, t)\varphi(t). \quad (1)$$

Величина  $\varphi(t)$  возрастает со временем, поскольку 1) вероятность диссоциации синглетного экситона на катоде тем больше, чем меньше расстояние от места его образования до катода [9]; 2) это расстояние возрастает со временем вследствие медленного движения электронов, 3) плотность электронов и, следовательно, вероятность встречи дырки и электрона возрастают со временем. Однако можно считать  $\varphi \approx \text{const}$ , если движение электронов является адиабатически медленным в сравнении с движением дырок, т. е. можно пренебречь этим движением на начальном временном интервале. В частности, изменением величины  $\varphi$  со временем можно пренебречь, если энергетический барьер для инжекции электронов отсутствует, так что изначально вблизи катода есть значительный “резервуар” электронов [9, 11]. В данной работе полагаем  $\varphi \approx \text{const}$ .

Здесь обсуждается зависимость  $J(L, t)$  в случае малого сигнала, когда инжекция основных носителей ограничена большим барьером. Электрическое поле с напряженностью  $F_0$  можно считать однородным. Начальное распределение носителей по энергии повторяет гауссовское распределение прыжковых центров, т. е. далеко от квазиравновесного. Поэтому при малых временах средняя скорость инжектированных при  $t = 0$  носителей заряда убывает со временем (дисперсионный транспорт). При условии  $t \gg t_\mu \approx v_0^{-1} \exp[(\sigma/kT)^2]$ , где  $v_0$  – частотный фактор,  $\sigma$  – характерная ширина гауссовой функции,  $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура, устанавливается квазиравновесное значение подвижности  $\mu_{eq}$ . Кроме того, транспорт характеризуется зависящим от времени коэффициентом полевой диффузии (ПД)

$D_F(t)$ , в сравнении с которым коэффициентом обычной диффузии можно пренебречь [7, 10]. При  $t \gg t_\mu$  заселенность состояний с энергиями не ниже, чем  $\sigma^2/kT$  (относительно центра гауссовского распределения) близка к равновесному значению. Заселенность именно этих состояний определяет величину подвижности [7]. Время  $t_\mu$ , однако, нельзя считать временем установления квазиравновесного режима, поскольку равновесная заселенность более глубоких состояний, разброс времен освобождения с которых определяет величину коэффициента ПД, еще не установилась. Поэтому коэффициент ПД продолжает возрастать до тех пор, пока время не превысит значение  $t_D \approx v_0^{-1} \exp[2(\sigma/kT)^2]$  [10]. Очевидно,  $t_D \gg t_\mu$  при условии  $\sigma/kT \gg 1$ . В широком интервале времени,  $t_\mu \ll t \ll t_D$ , реализуется режим “квазидисперсионного” переноса, при котором возрастание  $D_F$  со временем приводит (приближенно) к универсальности нормированных кривых как переходного тока в условиях ВП эксперимента, так и тока проводимости  $J(L, t)$  относительно изменений  $L$  и  $F_0$  [10, 11]. В данных условиях [15]

$$J(L, t) \approx J_h \operatorname{erfc}[(L - \mu_{eq} F_0 t) / 2S^{1/2}(t)] / 2, \quad (2)$$

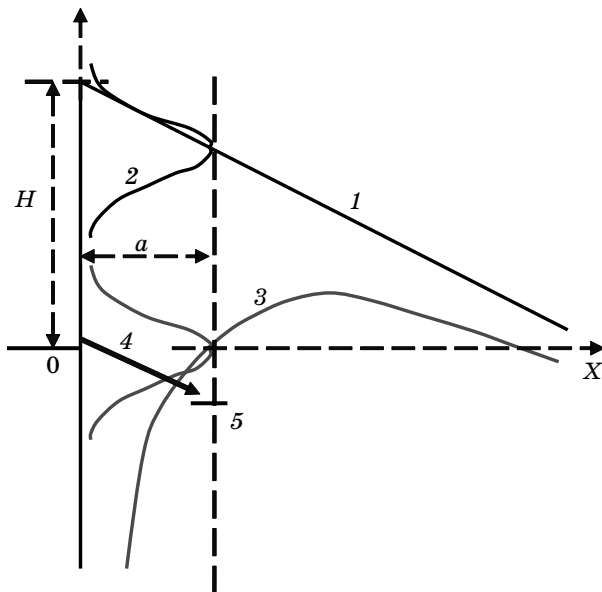
где  $S(t) = \int_0^t dt' D_F(t')$ ,  $J_h$  – ток инжекции дырок,

$\operatorname{erfc}(x) = (2/\sqrt{\pi}) \int_x^\infty dt \exp(-t^2)$  – дополнительная

функция ошибок. При  $t \gg t_D$  устанавливается режим квазиравновесного (нормального) переноса,  $D_F(t) \approx D_{F_{eq}}$  и  $S(t) \approx D_{F_{eq}} t$ , хотя при  $\sigma/kT \gg 1$  дисперсия аномально велика,  $D_{F_{eq}} \gg \mu_{eq} kT/e$ . Время пролета дырок  $t_T$  определяется равенством  $t_T \approx L/(\mu_{eq} F_0)$  в квазиравновесном или квазидисперсионном режимах. Как следует из уравнения (2),  $J(L, t_T) = J(L, \infty)/2$ . Поэтому  $t_T \approx t_{1/2}$ , где время полувозрастания ПЭЛ  $t_{1/2}$  определяется условием  $P(t_{1/2}) = P(\infty)/2$ , если зависимость интенсивности ПЭЛ от времени определяется током дырок  $J(L, t)$ .

### 4. Результаты и их обсуждение

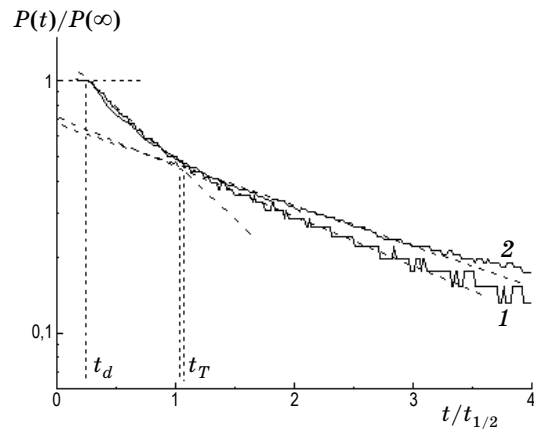
Сигналы ПЭЛ были получены при значениях приложенного напряжения  $V$ : 8, 12 и 16 В. В расчетах учитывали встроенное напряжение [16]  $V_{bi}$ , определяемое как разность работы выхода анода (4,81 эВ [17]) и Са-катода (2,8–2,9 эВ), которое составляет для изучае-



**Рис. 1.** Схема инжекции электронов при наличии энергетического барьера высотой  $H$ . Кривые 1, 2 и 3, 4 показывают зависимость потенциальной энергии электрона от координаты  $x$ , а также гауссовское распределение энергий состояний с учетом и без учета взаимодействия с отраженным зарядом, соответственно. Стрелка показывает переход электрона в состояние 5 в хвосте гауссовского распределения, которое находится на расстоянии  $a$  от электрода.

мой системы около 2 В. Напряженность поля  $F_0 = (V - V_{bi})/L$  изменяется, таким образом, от  $6 \times 10^5$  до  $14 \times 10^5$  В/см. В изученном нами ОСИД барьер для инжекции дырок высотой 0,5–0,6 эВ присутствует в силу различия работы выхода ПАНИ (4,8–4,9 эВ) и среднего положения транспортного уровня дырок в исследуемом полимере относительно вакуума (в П-МЭГ-ФВ уровень дырочных поляронов равен 5,4 эВ [18]). Следовательно, применимость малосигнального приближения оправдана.

Неравновесность начального энергетического распределения носителей заряда возможна, если энергетический барьер не слишком высок, поскольку: 1) локализованные состояния вблизи электрода, образованного металлом или хорошим полупроводником, сдвинуты вниз по энергии вследствие взаимодействия с “отраженным зарядом”, и 2) состояния распределены по энергии (рис. 1). Энергетическое распределение инжектированных носителей будет существенно неравновесным, если  $|U(a)| > H - \sigma^2/kT$ , где  $U(a)$  – энергия кулоновского взаимодействия с “отраженным” зарядом (включая также энергию внешнего поля  $F_0$ ),  $a$  – типич-

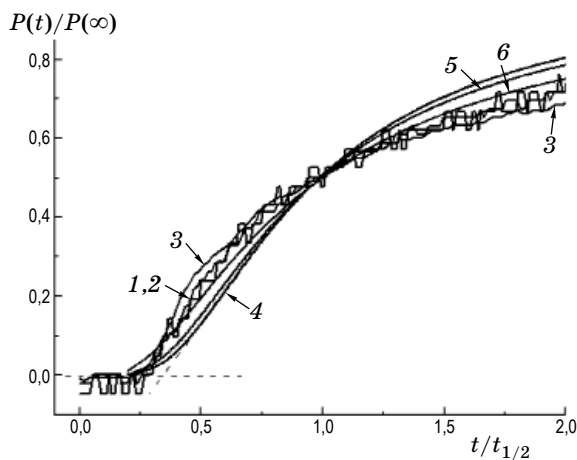


**Рис. 2.** Нормированные кривые ПЭЛ, полученные экспериментально для двух значений приложенного напряжения: 10 В (1) и 16 В (2). Штриховые линии показывают способ определения времен задержки и пролета.

ная длина прыжка,  $H$  – высота барьера [11, 15]. Последнее неравенство означает, что дисперсионный транспорт возможен при условии  $H < H_* = \sigma^2/kT + e^2/(16\pi\epsilon\epsilon_0 a) + eF_0 a$ . Например,  $H_* = 0,5$  эВ при  $\sigma = 0,075$  эВ,  $a = 0,6$  нм,  $\epsilon = 2,5$ ,  $F_0 \geq 10^5$  В/см. Квазидисперсионный транспорт возможен при значениях  $H < H_* + \sigma^2/kT$ .

На рис. 2 показаны зависимости величины 1 –  $P(t)/P(\infty)$  от времени, нормированного на  $t_{1/2}$ , в полулогарифмическом масштабе. Такое представление сигналов ПЭЛ позволяет найти время пролета,  $t_T$ , согласно методу из работы [9], как точку пересечения асимптотических зависимостей при больших и малых временах (см. пунктирные линии на рис. 2). Очевидно, время пролета, определенное таким способом, очень близко ко времени  $t_{1/2}$ . Следует заметить, что это справедливо и для экспериментальных данных, приведенных на рис. 13 в работе [9].

Вычисленные зависимости  $P(t)$ , нормированные на установившийся уровень (кривые 4–6), показаны на рис. 3 в линейном масштабе на начальном интервале времени в сравнении с экспериментальными данными (кривые 1–3). Вычисления проведены для следующих значений параметров:  $\sigma = 0,075$  эВ,  $T = 295$  К. Параметр дисперсии сигнала ПЭЛ,  $W = (t_{1/2} - t_d)/t_{1/2}$ , введенный [11, 15] по аналогии с соответствующим параметром сигнала ВП [7] (время задержки  $t_d$  определено, как показано, штриховыми линиями), изменяется для кривых 4–6 от 0,65 до 0,76, возрастая в 1,17



**Рис. 3.** Временные зависимости интенсивности ПЭЛ, измеренные экспериментально (1–3), в сравнении с результатами вычислений (4–6). Значения приложенного напряжения: 8 В (1, 4), 10 В (2, 5) и 16 В (3, 6). Штриховые линии показывают способ определения времени задержки для кривой 4.

раз. Обычная формула,  $W = \sqrt{\pi D / \mu F_0 L}$  [7, 11], в предположении, что коэффициент ПД не зависит от времени  $D = D_{Feq} \sim F_0^2$ , дает значительно более сильное возрастание  $W$  с ростом поля (в 1,53 раза). Приближенная универсальность возникает в силу зависимости коэффициента ПД от времени, при этом  $D \approx D_F(t_T)$  [10, 11]. Экспериментальные значения  $W$  в пределах погрешности совпадают, составляя  $0,72 \pm 0,03$ . Если же предположить, что выполняется соотношение Эйнштейна, т. е.  $D/\mu = kT/e$ , то при комнатной температуре должно происходить уменьшение  $W$  с ростом поля от 0,11 до 0,07, что противоречит результатам как вычислений, так и эксперимента.

Таким образом, как расчетные, так и экспериментальные кривые, показанные соответственно пунктирными и сплошными линиями, почти универсальны и достаточно хорошо совпадают, хотя начальный рост экспериментальных кривых происходит несколько быстрее, особенно при высоком напряжении. Возможно, это связано с эффектом объемного заряда дырок [19]. Время нормировано временем полувозрастания  $t_{1/2}$  (эксперимент) и теоретическим временем пролета  $t_T$  (расчет). Очевидно равенство этих времен, тогда как время задержки  $t_d$  существенно меньше, чем время пролета. Время задержки ПЭЛ определяет

время пролета наиболее быстрой фракции дырок. Отождествление времени задержки со временем пролета приведет к существенному завышению дрейфовой подвижности дырок (для структуры, исследованной в данной работе, примерно в 3 раза), а также и к неправильному определению характера полевой зависимости подвижности. Предложенный в работе [9] метод определения дрейфовой подвижности быстрых носителей заряда дает для исследованной нами полимерной структуры практически те же значения, что и по методу  $t_{1/2}$ . Последний метод представляется более подходящим, если дальняя асимптотика ПЭЛ не является чисто экспоненциальной, в то время как метод из работы [9] имеет преимущество в том случае, если установившийся уровень ПЭЛ не может быть уверенно определен.

Таким образом, эффекты аномальной дисперсии носителей заряда, стимулированной электрическим полем, существенны при анализе данных ПЭЛ, как с теоретической, так и экспериментальной точки зрения. Временем пролета носителей заряда является скорее время возрастания интенсивности ПЭЛ до половины стационарного значения, чем время задержки.

В заключение следует заметить, что толщина полимерного однослойного ОСИД, по видимому, имеет определенное оптимальное значение, при котором достигается наибольшая эффективность электролюминесценции. С одной стороны, уменьшение толщины желательнее, поскольку уменьшается поглощение света внутри слоя. С другой стороны, эффективность излучательной рекомбинации будет мала, если значительная часть электронов до встречи с дырками не успеет выйти за пределы тонкого слоя вблизи катода, в которой синглетные экситоны, образованные при встрече электронов и дырок, с большой вероятностью распадаются (“гасятся”) вследствие взаимодействия с электродом. Толщину этого слоя  $l_q$  можно оценить как характерную длину диффузии синглетных экситонов, которая составляет около 10 нм [9]. Оценив времена пролета дырок и электронов до встречи на границе области гашения как  $t_h \approx (L - l_q) / \mu_h F_0$  и  $t_e \approx l_q / \mu_e F_0$ , из условия  $t_h > t_e$ , получаем условие  $L > (\mu_h / \mu_e) l_q$  (учитывая, что  $\mu_h \gg \mu_e$ ). Надо заметить, что последнее условие не выполняется при обычных толщинах однослойных диодов (около 100 нм), если  $\mu_h / \mu_e \gg 10$ , что типично. Поэтому высо-

кая эффективность электролюминесценции достигается в многослойных структурах со специализированным люминесцентным слоем, что не умаляет значения однослойных светодиодов для определения дрейфовой подвижности в пленках субмикронной толщины.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 10-03-92005-ННС) и ФЦП “Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологической политики России на 2007–2013 гг.”, гос. контракт 16.523.11.3004.

\* \* \* \* \*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Friend R.H., Gymer R.W., Holmes A.B., Burroughes J.H., Marks R.N., Taliani C., Bradley D.D.C., Dos Santos D.A., Brédas J.L., Lögdlund M., Salaneck W.R.* Electroluminescence in conjugated polymers // *Nature*. 1999. V. 397. № 6715. P. 121–128.
2. *Kulkarni A.P., Tonzola C.J., Babel A., Jenekhe S.A.* Electron transport materials for organic light-emitting diodes // *Chem. Mater.* 2004. V. 16. № 23. P. 4556–4573.
3. *Ванников А.В.* Органические полимерные светоизлучающие устройства // *Росс. хим. журн.* 2001. Т. 45. № 5–6. С. 41–50.
4. *So F., Krummacher B., Mathai M.K., Poplavskyy D., Choulis S.A., Choong V.-E.* Recent progress in solution processable organic light emitting devices // *J. Appl. Phys.* 2007. V. 102. № 9. P. 091101-(1-21).
5. *Tameev A.R.* // *Nonlin. Optics and Quant. Optics*. 2007. V. 37. № 1–3. P. 185–195.
6. *Karg S., Dyakonov V., Meier M., Rieß W., Paasch G.* Transient electroluminescence in poly(*p*-phenylenevinylene) light-emitting diodes // *Synth. Met.* 1994. V. 67. № 1–3. P. 165–168.
7. *Bässler H.* Charge transport in disordered organic semiconductors // *Phys. Status Solidi B*. 1993. V. 75. № 1. P. 15–56.
8. *Novikov S.V., Dunlap D.H., Kenkre V.M., Parris P.E., Vannikov A.V.* Essential Role of Correlations in Governing Charge Transport in Disordered Organic Materials // *Phys. Rev. Lett.* 1998. V. 81. № 20. P. 4472–4475.
9. *Pinner D.J., Friend R.H., Tessler N.* Transient electroluminescence of polymer light emitting diodes using electrical pulses // *J. Appl. Phys.* 1999. V. 86. № 9. P. 5116–5130.
10. *Nikitenko V.R., von Seggern H., Bässler H.* Non-equilibrium transport of charge carriers in disordered organic materials // *J. Phys.:Condens. Matter*. 2007. V. 19. № 13. P. 136210-(1-15).
11. *Nikitenko V.R., von Seggern H.* Nonequilibrium transport of charge carriers and transient electroluminescence in organic light-emitting diodes // *J. Appl. Phys.* 2007. V. 102. № 10. P. 103708-(1-9).
12. *Campbell I.H., Smith D.L., Neef C.J., Ferraris J.P.* Consistent time-of-flight mobility measurements and polymer light-emitting diode current–voltage characteristics // *Appl. Phys. Lett.* 1999. V. 74. № 19. P. 2809–2811.
13. *Иванов В.Ф., Грибкова О.Л., Чеберяко К.В., Некрасов А.А., Тверской В.А., Ванников А.В.* Матричный синтез полианилина в присутствии поли-(2-акриламидо-2-метил-1-пропан)-сульфоновой кислоты // *Электрохимия*. 2004. Т. 40. № 3. С. 339–345.
14. *Bozano L., Carter S.A., Scott J.C., Malliaras G.G., Brock P.J.* Temperature- and Field-dependent electron and hole mobilities in polymer light-emitting diodes // *Appl. Phys. Lett.* 1999. V. 74. № 8. P. 1132–1134.
15. *Nikitenko V.R., Tameev A.R., Vannikov A.V.* Initial rise of transient electroluminescence in organic films // *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* 2008. V. 496. P. 107–117.
16. *Scott J.C., Malliaras G.G., Chen W.D., Breach J.-C., Salem J.R., Brock P.J.* Hole limited recombination in polymer light-emitting diodes // *Appl. Phys. Lett.* 1999. V. 74. № 11. P. 1510–1512.
17. *Posdorfer J.R., Werner B., Wessling B., Heun S., Becker H.* Influence of conductivity and work function of polyaniline-based HIL on PLED device performance // *Proc. SPIE*. 2004. V. 5214. P. 188–196.
18. *Campbell I.H., Hagler T.W., Smith D.L., Ferraris J.P.* Direct Measurement of Conjugated Polymer Electronic Excitation Energies Using Metal/Polymer/Metal Structures // *Phys. Rev. Lett.* 1996. V. 76. № 11. P. 1900.
19. *Тамеев А.Р., Никитенко В.Р., Лыпенко Д.А., Ванников А.В.* Переходная электролюминесценция и аномальная дисперсия носителей заряда в тонких полимерных пленках // *ФТТ*. 2009. Т. 51. № 9. С. 1840–1845.