## МОДЕЛИ ЯВЛЕНИЙ ПРЫЖКОВОГО ПЕРЕНОСА И МЕТОДЫ АНАЛИЗА ЭЛЕКТРОННЫХ СВОЙСТВ НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ СИСТЕМ С СИЛЬНОЙ ЛОКАЛИЗАЦИЕЙ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА

Развиты модельные представления о нестационарных и неравновесных электронных явлениях в неупорядоченных диэлектриках. Показаны возможности экспериментального определения механизмов локализации и малой подвижности носителей заряда.

Исследования электронных свойств неупорядоченных систем занимают в последние десятилетия одно из центральных мест в физике конденсированного состояния вещества. Это обусловлено как их практической важностью, так и проблемами в развитии теории конденсированного состояния применительно к системам, в строении которых отсутствует дальний порядок [1-3]. Здесь приходится отказаться от использования ряда основополагающих понятий и представлений зонной теории. Так, понятия квазиимпульса, зон Бриллюэна лишаются смысла; в некристаллических телах не существует строго запрещенных зон энергий. Единственным сохраняющим свою силу в теории понятием является плотность электронных состояний. Это позволяет, в частности, сохраняя для некристаллических тел зонную модель энергетического спектра электронов, определить квазизапрещенные области энергии, где плотность состояний меньше, чем в разрешенных зонах, и сами состояния локализованы.

Физика неупорядоченных систем указывает на то, что при нахождении уровня Ферми в области локализованных состояний система обладает неметаллическими свойствами, причем для широкого круга объектов характерен прыжковый механизм переноса, характеризующийся низкой подвижностью [4–6].

При всей важности знаний об энергетическом спектре, характере состояний, механизмах локализации носителей заряда и кинетических параметрах вещества возможности их экспериментального определения остаются весьма ограниченными. Особенно сложной эта задача становится при анализе систем с сильной локализацией носителей заряда, когда одновременно присутствуют и взаимосвязаны различные механизмы локализации.

В настоящей работе развиваются модели явлений прыжкового переноса, открывающие возможности экспериментального определения сильной электронфононной связи (поляронного механизма локализации), плотности электронных локализованных состояний и подвижности носителей заряда в неупорядоченных системах. Возможности предлагаемых экспериментальных методов иллюстрируются результатами анализа кинетических свойств аморфных оксидов переходных металлов.

Наличие поляронов малого (сверхмалого) радиуса предлагается выявлять на основе анализа частотной зависимости проводимости в режиме мультиплетной прыжковой электропроводности при приложении к образцу сильного постоянного электрического поля. Неупорядоченным системам свойствен эффект уменьшения дифференциальной проводимости с увеличением напряженности электрического поля, предшествующий ее экспоненциальному росту (рис. 1) [7]. Этот эффект связан с перестройкой путей протекания тока и перераспределением электронной плотности.

На рис. 2 представлены соответствующие экспериментальные результаты по электронной проводимости аморфного оксида тантала на постоянном токе в сильных электрических полях.



*Рис. 1.* Схематическое изображение перестройки пути протекания тока в неупорядоченной системе в сильном электрическом поле (*a*) и качественные зависимости проводимости от напряженности поля (б) при изотропном (*1*) и направленном (*2*) протекании.

Сплошной кривой показана результирующая зависимость  $\gamma(E)$ 



*Рис.2.* Зависимость проводимости оксида тантала от напряженности электрического поля при различных температурах: 298 К (1); 323 К (2); 343 К (3); 363 К (4)

Можно полагать, что влияние постоянного смещения E на степенную частотную зависимость прыжковой проводимости контролируется безразмерным барометрическим параметром  $eU/_{kT}$ , где U — падение напряжения на кластере состояний, участвующих в прыжковом переносе, размером L, равное eL. При этом сама частотная зависимость  $\gamma(E, \omega)$ описывается следующей формулой:

$$\gamma(E,\omega) = \gamma(0,\omega) f(eEL/kT).$$
(1)

Входящая в это выражение безразмерная функция  $f(x) \rightarrow 1$  при  $x = \frac{eEL}{kT} \rightarrow 0$ .

Ясно, что соотношение (1) может быть справедливо лишь в случае кластеров больших размеров — в режиме мультиплетной прыжковой электропроводности, когда  $L >> N^{-\frac{1}{3}}$  (здесь N — концентрация локализованных состояний, участвующих в прыжковом переносе). Кроме того, напряженность электрического поля E не должна быть слишком велика, так, чтобы произведение  $eEN^{-\frac{1}{3}}$  было соизмеримо с kT, так как в противном случае (на участке экспоненциального роста  $\gamma(E,0)$ ) токопрохождение является направленным и постоянное поле не оказывает влияния

на пространственное распределение носителей заряда.

Таким образом, можно ожидать влияния постоянного электрического поля на частотную зависимость прыжковой электропроводности на достаточно низких частотах и существования граничной частоты, начиная с которой эффект постоянного поля перестает проявляться.

Граничная частота  $\omega_0$  может быть определена из следующего уравнения [8, 9]:

$$C\frac{eEL(\omega_0)}{kT} = 1,$$
 (2)

где С — численный коэффициент.

Действительно, при  $\omega > \omega_0$  размер проводящего кластера  $L(\omega)$  настолько мал, что неоднородность распределения электронов внутри него не существенна. Поэтому при  $\omega > \omega_0$  постоянное смещающее напряжение слабо влияет на проводимость на переменном токе, и  $\gamma(E,\omega) \cong \gamma(0,\omega)$ . И, наоборот, при  $\omega < \omega_0$ кластер достаточно велик, для того чтобы перераспределение носителей заряда в нем, под воздействием постоянного смещения, сильно влияло на частотную зависимость прыжковой проводимости.

В трехмерной модели мультиплетной прыжковой электропроводности характерный размер кластера локализованных состояний, участвующих в переносе, зависит от частоты следующим образом [6]:

$$L(\omega) \cong N^{-\frac{1}{3}} \begin{cases} \ln\left(\frac{\omega}{W_c}\right) \\ \alpha N^{-\frac{1}{3}} \end{cases}^{-\frac{1}{2}}, \quad (3)$$

где показатель l в приближении эффективной среды равен единице, а в скейлинговой теории отождествляется с критическим индексом для среднеквадратичного смещения носителя при случайном блуждании по узлам перколяционной сетки в допороговой области и равен 2v или  $2v - \beta$  (здесь v = 0,9 и  $\beta = 0,4$  — критические индексы корреляционной длины и мощности бесконечного кластера, соответственно).

Подставляя (3) в (2), приходим к искомому выражению для граничной частоты  $\omega_0$ :

$$\omega_{0} = W_{c} \exp\left\{\alpha N^{-\frac{1}{3}} \left(C \frac{eEN^{-\frac{1}{3}}}{kT}\right)^{\frac{2}{3}}\right\}.$$
 (4)

Рассмотрим температурную зависимость граничной частоты  $\omega_0$ . Как следует из соотношения (4), она может быть различной, в зависимости от характера изменения критической вероятности прыжка *W<sub>c</sub>* (минимальной вероятности перескоков в бесконечном кластере состояний) с температурой, т. е. типа прыжков носителей заряда между локализованными состояниями. В случае отсутствия значимого барьера при межузельном перескоке (слабой электрон-фононной связи), когда  $W_c$  слабо зависит от O, как следует из (4),  $\omega_0$  падает с ростом *T*. В случае же надбарьерных перескоков (при сильной электрон-фононной связи), когда  $W_c \sim \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right)$ , где  $E_a$  высота потенциального барьера (энергия активации межузельного поляронного перескока), температурная зависимость  $\omega_0$  определяется двумя конкурирующими факторами: экспоненциальным ростом  $W_{c}$  с увеличением T и падением показателя экспоненциального множителя в формуле (4). При достаточно большой высоте барьера активационный рост  $W_{c}(T)$  становится доминирующим фактором, и с ростом T граничная частота  $\omega_0$  увеличивается.

На рис. 3 представлена экспериментальная зависимость проводимости аморфного оксида тантала от частоты без приложения и с приложением постоянного смещения. Как видно из рисунка, она отвечает предсказаниям модели: экспериментальные данные обнаруживают на низких частотах эффект падения проводимости при приложении постоянного поля напряженности, соответствующей области падения статической прыжковой проводимости, и наличия граничной частоты, начиная с которой данный эффект уже не проявляется.



Рис.3. Частотная зависимость проводимости оксидной пленки Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub> толщиной 170 нм без постоянного смещающего напряжения (1, 3) и с постоянным смещающим напряжением величиной 50 В (2, 4) при различных температурах: 298 К (1, 2) и 358 К (3, 4)

Таким образом, характер температурной зависимости граничной частоты  $\omega_0$ может сигнализировать о сильной электрон-фононной связи и, в частности, о наличии в системе поляронных состояний.

Как показывают представленные данные, граничная частота  $\omega_0$  для аморфного оксида тантала возрастает с увеличением температуры. Это указывает на сильную электрон-фононную связь в аморфном металлооксиде. В совокупности с другими результатами это свидетельствует о наличии поляронных состояний, что является, наряду со структурной разупорядоченностью, причиной сильной локализации носителей заряда в исследуемом материале.

Плотность локализованных состояний g(E) в неупорядоченных материалах с поляронным и андерсоновским механизмами локализации может быть восстановлена из температурных и концентрационных зависимостей статической прыжковой проводимости. Предлагаемая в данной работе методика экспериментального определения g(E) основывается на модельных представлениях о том, что в широком температурном диапазоне наблюдается как Rпротекание в области сравнительно высоких температур, так и *R*-*є*-протекание при низких температурах (рис. 4), причем температурная зависимость прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка подчиняется закону Мотта « $T^{-4}$ » [10, 11]. Соответствующие этим представлениям экспериментальные данные для аморфных оксидов тантала и ниобия представлены на рис. 5.

Исходя из этой модели на основании температурной зависимости проводимости можно по величине параметра в законе Мотта  $T_0 = \beta / kg(\mu)a^3$  (здесь a — радиус локализации электронных состояний,  $\beta$  — определенный численный коэффициент) [4] восстановить плотность состояний  $g(\mu)$  на уровне Ферми, находящемся в области локализованных состояний. С целью определения g(E) положение уровня Ферми следует изменять, сканируя им распределение плотности состояний. Это можно осуществлять посредством направленного изменения состава вещества.

Сравнивания величины энергий активации прыжковой электропроводности в режиме R-протекания, в которую вносит вклад энергия связи поляронов малого (сверхмалого) радиуса и разность энергий уровня максимума плотности состояний и уровня Ферми, можно определить последнюю. Полученные таким образом данные позволяют рассчитать искомую плотность состояний g(E).



*Рис.* 4. Схематическое изображение плотности электронных состояний и электронные переходы между локализованными состояниями при сравнительно высоких (1) и низких (2) температурах



*Puc. 5. а* — температурная зависимость статической проводимости оксидных пленок тантала (1) и ниобия (2);
 *б* — температурная зависимость проводимости оксидных пленок тантала (1) и ниобия (2) в области сравнительно низких температур

Предлагаемая методика была использована применительно к аморфному оксиду ниобия, где для изменения положения уровня Ферми использовалась восстановительная термообработка. Последняя, согласно данным рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии, поконцентрацию вышает заполненных электронами локализованных состояний, отвечающих катионам основы в непредельной степени окисления [12]. Полученные результаты указывают на в квазизапрещенной наличие зоне аморфного оксида ниобия максимума плотности электронных локализованных состояний шириной приблизительно 300 мэВ. На основании этих данных можно объяснить наблюдаемые на эксперименте различия в проводимости и энергии активации электропроводности аморфного оксида ниобия и родственного ему оксида тантала.

Для определения подвижности носителей заряда в неупорядоченных системах предлагается методика, состоящая в измерении частотной зависимости диэлектрических потерь образца после неоднородного по его объему оптического возбуждения в области фундаментального поглощения [13, 14].

В основе развиваемой методики лежит следующая модель. Плоский образец диэлектрика толщиной *d* подвергается воздействию облучения, создающего избыточные носители заряда вблизи одной из поверхностей x = 0; толщина обогащенного фотоиндуцированного носителями заряда слоя  $d_1 < d$ . Далее облучение прекращается, и образовавшийся электронный пакет, после захвата электронов на локализованные состояния, за счет диффузии или дрейфа начинает распространяться по направлению к противоположной поверхности образца x = d. Контакт диэлектрика с электродом на облучаемой поверхности считается для электронов блокирующим, так что носители заряда не могут покинуть образец.

Определяются активная и реактивная составляющие проводимости как функ-

переменного шии частоты поля  $\operatorname{Re}\gamma(\omega) \equiv \gamma'$  и  $\operatorname{Im}\gamma(\omega) \equiv \gamma''$  в различные моменты времени после облучения и производная от них величина тангенса угла диэлектрических потерь  $tg\delta(\omega,t) = \frac{\gamma'(\omega,t)}{\gamma''(\omega,t)}$ . Учитывая предпосылки модели, можно полагать, что эволюция частотной зависимости  $tg\delta(\omega)$  со временем зависит от диффузионного расплывания пакета и несет информацию о подвижности носителей заряда.

Дальнейший расчет определяется конкретной зависимостью  $\gamma'$  и  $\gamma''$  от координаты *x*. Рассмотрим простейшую двухслойную модель, полагая, что при  $0 < x < d_1$ ,  $\gamma' \equiv \gamma'_1$  и  $\gamma'' \equiv \gamma''_1$ , а при  $d_1 < x < d \ \gamma' \equiv \gamma'_2$  и  $\gamma'' \equiv \gamma''_2$ . Параметры  $d_1$ ,  $\gamma'_{1,2}$  и  $\gamma''_{1,2}$  зависят, разумеется, о времени наблюдения *t*. Вопрос о зависимости результатов наблюдения от формы пакета обсуждается ниже.

Выражение для  $tg\delta$  в рассматриваемой модели двухслойного диэлектрика имеет вид:

$$tg\delta = \frac{d_1\gamma'[(\gamma'_2)^2 + (\gamma''_2)^2] + d_2\gamma'_2[(\gamma'_1)^2 + (\gamma''_1)^2]}{d_1\gamma''[(\gamma'_2)^2 + (\gamma''_2)^2] + d_2\gamma''_2[(\gamma'_1)^2 + (\gamma''_1)^2]}, (5)$$

где  $d_2 = d - d_1$  — толщина свободного от избыточных носителей заряда слоя диэлектрика.

Будем полагать, что проводимость обогащенной неравновесными носителями заряда области от частоты не зависит и равна статической проводимости. Зависимость же  $\gamma_2'(\omega)$  должна быть существенной, но поскольку в свободной от фотоиндуцированных носителей заряда  $\gamma_2' << \gamma_1'$ , величину  $\gamma_2'$  в конце расчета можно устремить к нулю, и для простоты мы временно положим ее также независящей от частоты. Реактивные составляющие проводимостей слоев примем равными их поляризационным составляющим. В этом приближении частотная зависимость  $tg\delta(\omega)$  принимает вид:

$$tg\delta = \frac{1}{f} \frac{a_2 + b_2 f^2}{a_1 + b_1 f^2},$$
 (6)

где 
$$a_1 = 2\pi \left[ d_1 \varepsilon_1 (\gamma'_2)^2 + d_2 \varepsilon_2 (\gamma'_1)^2 \right];$$
  
 $b_1 = 8\pi^3 \left[ d_1 \varepsilon_1 \varepsilon_2^2 + d_2 \varepsilon_2 \varepsilon_1^2 \right];$   
 $a_2 = d_1 \gamma'_1 (\gamma'_2)^2 + d_2 \gamma'_2 (\gamma'_1)^2;$   
 $b_2 = \pi^2 \left( d_1 \gamma'_1 \varepsilon_2^2 + d_2 \gamma'_2 \varepsilon_1^2 \right).$ 

Здесь  $f = \frac{\omega}{2\pi}$ ,  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  — абсолютные диэлектрические проницаемости слоев диэлектрика, которые в силу фотодиэлектрического эффекта могут быть различны.

На рис. 6 приведен график зависимости  $tg\delta(f)$ , соответствующий (6). Такая зависимость с минимумом и максимумом имеет место в области параметров задачи,

когда  $\frac{a_1}{b_1} > 9\frac{a_2}{b_2}$ . Если это неравенство не выполняется,  $tg\delta$  с ростом частоты монотонно падает.

Характерные точки на кривой  $tg\delta(\omega)$  имеют следующие координаты:

$$f_{\rm max} = \sqrt{\frac{a_1}{b_1}}; \ tg\delta_{\rm max} = \frac{b_2}{2\sqrt{a_1 + b_1}};$$
 (7)

$$f_{\min} = \sqrt{\frac{a_2}{b_2}}; \quad tg\delta_{\min} = \frac{2\sqrt{a_2b_2}}{a_1}.$$
 (8)

Наиболее важным в плане объяснения экспериментальной ситуации является случай, когда проводимость обогащенной неравновесными носителями заряда области намного выше, чем проводимость области, свободной от них, а толщина области обогащения мала по сравнению с полной толщиной образца, т. е.  $\gamma'_1 >> \gamma'_2$ ;  $d_1 << d$ ;  $d_1 \gamma'_1 >> d_2 \gamma'_2$ .

В этом случае (7) и (8) приобретают вид:

$$f_{\max} = \frac{\gamma_1'}{2\pi\varepsilon_1}; \ tg\delta_{\max} = \frac{d_1\varepsilon_2}{2d\varepsilon_1}; \tag{9}$$

$$f_{\min} = \frac{1}{2\pi\varepsilon_2} \sqrt{\frac{\gamma'_2 \gamma'_1 d_2}{d_1}}; \quad tg\delta_{\min} = 2\sqrt{\frac{\gamma'_2 d_1}{\gamma'_1 d_2}}. \quad (10)$$



*Рис. 6.* Теоретическая частотная зависимость тангенса угла диэлектрических потерь образца, подвергнутого неоднородному оптическому возбуждению

Таким образом, значение  $f_{\rm max}$  несет информацию о проводимости обогащенной фотоиндуцированными носителями заряда области, а величина  $tg\delta_{\rm max}$  — о ширине этой области, т. е. о кинетических параметрах диэлектрика. Что же касается  $f_{\rm min}$  и  $tg\delta_{\rm min}$ , то эти величины содержат информацию о проводимости свободного от неравновесных носителей заряда слоя.

Важным обстоятельством является тот факт, что величина  $tg\delta_{max}$  не зависит от  $\gamma'_1$ . Это позволяет извлекать из временной зависимости  $tg\delta_{max}$  информацию об изменении ширины электронного пакета в образце диэлектрика без искажающего влияния временной зависимости проводимости обогащенной области (при условии, что  $\gamma'_1 >> \gamma'$ ).

Обсудим теперь влияние на результаты формы пакета. Для простоты предположим, что реактивная составляющая проводимости  $\gamma''$  не зависит от x, а активная составляющая  $\gamma'(x) \rightarrow 0$  при  $x \rightarrow \infty$ , что, в терминах двухслойной модели, соответствует  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$  и  $\gamma'_2 = 0$ .

Выражение для  $tg\delta$  при этом имеет форму:

$$tg\delta = \frac{1}{d} \int \frac{\gamma'(x)\gamma''dx}{[\gamma'(x)]^2 + (\gamma'')^2}.$$
 (11)

Примем, что функция  $\gamma'(x)$  имеет вид  $\gamma'(x) = \gamma_0 f\left(\frac{x}{d_1}\right)$ , где функция  $f(z)(z = x/d_1)$  изменяется от 1 при z = 0до 0 при z = 1.

Тогда (11) преобразуется к виду:

$$tg\delta = \frac{d_1}{d}\omega\tau \int_0^\infty \frac{f(z)dz}{[f(z)]^2 + (\omega\tau)^2},$$
 (12)

где  $\tau = \frac{\mathcal{E}}{\gamma_0}$ .

Анализ частотной зависимости  $tg\delta$  обнаруживает наличие максимума, причем

$$tg\delta_{\max} = \frac{d}{d_1}A, \qquad (13)$$

где

$$A = c \int_{0}^{\infty} \frac{f dz}{f^{2} + c^{2}},$$
 (14)

а *с* — численный коэффициент, определяемый из уравнения

$$\int_{0}^{\infty} \frac{f(f^{2} - c^{2})dz}{\left(f^{2} + c^{2}\right)^{2}} = 0.$$
 (15)

Таким образом, если известна форма пакета  $f\left(\frac{x}{d_1}\right)$ , используя (14) и (15), можно найти коэффициенты A и c. В рассматриваемой в настоящем разделе модели двухслойного диэлектрика, когда f(z)=1 при 0 < z < 1 и f(z)=0 при z > 1, коэффициент c равен 1, а коэффициент  $A = \frac{1}{2}$ .

На основании представленной модели может быть предложена следующая методика определения подвижности носителей заряда. Определяется зависимость величины  $tg^2 \delta_{max}$  от времени, прошедшего после возникновения электронного пакета. На графике этой зависимости выделяется линейный участок (на больших временах), по наклону которого определяется подвижность носителей заряда.

Эта методика была использована для определения подвижности носителей заряда в аморфном оксиде тантала.

Как видно из рис. 7, частотная зависимость tg $\delta$  оксида тантала, подвергнутого воздействию облучения, обнаруживает характерный для неоднородного диэлектрика максимум, положение и величина которого зависят от времени, прошедшего после прекращения облучения. На временах, превышающих 30 минут после воздействия излучения, временная зависимость tg<sup>2</sup> $\delta_{max}$  выходит на линейный участок (рис. 8), что говорит о достижении стационарного значения подвижности носителей заряда. Оценка подвижности носителей заряда в аморфном оксиде тантала дает величину  $\mu = 10^{-15}$  см<sup>2</sup>/В·с.



Рис. 7. Частотная зависимость тангенса угла диэлектрических потерь оксида тантала в исходном состоянии (1) и подвергнутого воздействию ультрафиолетового излучения в различные моменты наблюдения после прекращения облучения:





Рис. 8. Зависимость квадрата величины максимума тангенса угла диэлектрических потерь оксида тантала, подвергнутого неоднородному оптическому возбуждению, от времени, прошедшего после его воздействия

Эксперимент показал, что температурная зависимость подвижности имеет активационный характер, свидетельствующий в пользу наличия в аморфных металлооксидах сильной электронфононной связи и существенного вклада в энергию активации электропроводности энергии межузельных поляронных перескоков.

Предлагаемая экспериментальная методика определения малой подвижности носителей заряда может оказаться полезной для анализа кинетических свойств широкого класса материалов, возможности определения подвижности которых ограничены. Так, материалах В  $\mu < 1$  ñì<sup>2</sup>/В резко отличаются дрейфовая и холловская подвижность [6], в результате чего традиционные измерения проводимости и коэффициента Холла не дают возможности получить информацию о  $\mu$ . Единственным методом измерения µ в материалах с малой подвиждисперсионный ностью является перенос. Однако его особенности в случае прыжкового механизма электропереноса затрудняют однозначную интерпретацию экспериментальных данных и оценку времени носителями заряда образца. Кроме того, время пролета для материалов с крайне низкой подвижностью может оказаться весьма большим, в то время как предлагаемая методика позволяет определять  $\mu$  на временах, когда электронный пакет еще не покидает образца.

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. Электронная теория неупорядоченных полупроводников / В. Л. Бонч-Бруевич, И. П. Звягин, Р. Кайпер, А. Г. Миронов, Р. Эндерлайн, Б. Эссер. — М., 1981.

2. Лившиц И. М., Гредескул С. А., Пастур Л. А. Введение в теорию неупорядоченных систем. — М., 1982.

3. Займан Дж. Модели беспорядка. — М., 1982.

4. Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. — М., 1979.

5. Звягин И. П. Кинетические явления в неупорядоченных полупроводниках. — М., 1984.

6. Bötter H., Bryksin V. V. Hopping Conduction in Solids. - VCH, 1985.

7. Nonlinear current-voltage characteristics of  $Ta_2O_5$  and  $Nb_2O_5$  amorphous oxides / V. V. Bryksin, A. V. Goltsev, S. D. Khanin et al. // Phys. Stat. Sol. (b). 1990. Vol. 161. No 2. P. 777–781.

8. *Брыксин В. В., Карпухина Л. Г., Ханин С. Д.* Частотная зависимость проводимости аморфных окислов тантала при наличии постоянного смещающего напряжения // Физика тв. тела. 1990. Т. 32. № 12. С. 3564–3570.

9. *Брыксин В. В.* Проводимость на переменном сигнале неупорядоченных систем в токовом состоянии // Физика тв. тела. 1990. Т. 32. № 9. С. 2570–2578.

10. *Брыксин В. В., Дьяконов М. Н., Ханин С. Д.* Прыжковый перенос в некристаллическом окисле тантала // Физика тв. тела. 1980. Т. 22. № 5. С. 1403–1410.

11. Электронный перенос в аморфных окислах переходных металлов / В. В. Брыксин, М. Н. Дьяконов, В. М. Муждаба, С. Д. Ханин // Физические явления в некристаллических полупроводниках: Материалы Международной конф. «Аморфные полупроводники—80». — Кишинев, 1980. С. 34–38.

12. Исследование электронных состояний окислов тантала и ниобия методом электронной спектроскопии / М. Н. Дьяконов, Ю. П. Коститков, Д. В. Костров, С. Д. Ханин // Изв. АН СССР. Неорг. матер. 1980. Т. 16. № 5. С. 881–884.

13. Эффект фотопамяти в анодных оксидных пленках / М. Н. Дьяконов, Л. Г. Карпухина, В. М. Муждаба, С. Д. Ханин // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. № 19. С. 1186–1189.

14. Bryksin V. V., Goltsev A. V., Khanin S. D. Relation between the tangent of the angle of dielectric losses and low mobility in dielectrics // Phil. Mag. (b). Vol. 64. № 1. P. 91–100.

## S. Khanin

## MODELS OF TRANSFER PHENOMENA AND METHODS OF THE ANALYSIS OF DISORDERED SYSTEMS PROPERTIES WITH CHARGE CARRIERS LOCALIZATION

In this paper the models of non-stationary and non-equilibrium electron phenomena in disordered dielectrics are developed. The possibilities of experimental identification of localization mechanisms and low mobility of charge carriers are presented.