

Экспериментальное проявление коррелированных прыжков в температурных зависимостях проводимости легированного CdTe

© Н.В. Агринская, В.И. Козуб

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 15 декабря 1997 г. Принята к печати 23 декабря 1997 г.)

В легированных кристаллах CdTe исследовано поведение прыжкового транспорта в области кроссовера от проводимости, соответствующей закону Мотта, к проводимости по состояниям кулоновской щели. Обнаружено несоответствие отдельных параметров (радиус локализации, диэлектрическая проницаемость), оцененных исходя из поведения проводимости по разные стороны кроссовера. Указанные противоречия объясняются в рамках упрощенной модели, учитывающей роль ассистирующих прыжков.

1. Введение

Хотя наличие кулоновской щели в спектре одночастичных возбуждений разупорядоченных полупроводников с диэлектрической стороны перехода металл-диэлектрик является общепризнанным фактом и подтверждено, в частности, туннельными измерениями [1], характер прыжковой проводимости в режиме кулоновской щели до сих пор не вполне ясен. А именно, вплоть до настоящего времени обсуждается вопрос, может ли прыжковый перенос быть полностью описан исходя из одночастичной плотности состояний или же он полностью определяется многочастичными эффектами (коррелированными прыжками). Впервые проблема коррелированных прыжков (КП) в низкотемпературной проводимости разупорядоченных полупроводников была рассмотрена Поллаком в работе [2], где было показано, что определяющие ток прыжки могут ассистироваться прыжками по окружающим состояниям, благодаря межузельным кулоновским взаимодействиям. При этом рассматривались как последовательные корреляции, когда токнесущий прыжок подготавливается предварительными прыжками в окружении, так и собственно многоэлектронные прыжки, при которых одновременно прыгают несколько электронов. К многоэлектронным эффектам следует также относить и поляронный эффект, рассмотренный впоследствии Эфросом (см., например, [3]), учитывающий перестройку заполнения окружающих узлов за счет кулоновского взаимодействия с "токнесущим" узлом и связывающий токоперенос с прыжками поляронов, при которых происходит одновременная перестройка "поляронной шубы".

Теория коррелированных прыжков в настоящее время интенсивно разрабатывается, однако, поскольку аналитическое рассмотрение многочастичных эффектов связано со значительными трудностями, основные результаты к настоящему времени получены в рамках численного моделирования. В частности, следует отметить недавнюю публикацию [4], в которой продемонстрировано, что:

1) многочастичные эффекты существенно сказываются на прыжковом сопротивлении, причем играют роль как многоэлектронные прыжки (когда несколько электронов

прыгают одновременно), так и эффект "ассистирования" (когда токнесущему прыжку предшествует подготовка окружения),

2) характер низкотемпературной зависимости сопротивления достаточно хорошо описывается законом Эфроса-Шкловского [3]

$$\rho \propto \exp(T_1/T)^{1/2}, \quad (1)$$

однако значение T_1 заметно меньше, чем следует из анализа одночастичной плотности состояний. Заметим, однако, что аналитическое доказательство сохранения закона (1) и для коррелированного прыжкового переноса, насколько нам известно, существует лишь в случае поляронного эффекта.

Отметим, что несоответствие между экспериментальным наблюдаемым значением T_1 и расчетным значением

$$T_1 = \beta_1 / (g_0^{1/3} a)$$

отмечалось ранее. Данное обстоятельство может служить косвенным экспериментальным подтверждением роли коррелированных прыжков [5]. Здесь коэффициент $\beta_1 = 2.8$, $g_0 = \kappa^3 / e^6$ — эффективная плотность состояний, a — радиус локализации, κ — диэлектрическая проницаемость.

Несколько иной взгляд на проблему коррелированных прыжков применительно к последовательным корреляциям может быть, как нам представляется, основан на анализе флуктуаций в режиме прыжкового переноса. Как недавно было показано теоретически и экспериментально [6–8], прыжки между узлами, не входящими в перколяционный кластер, приводят благодаря обусловленным ими флуктуациям энергии узлов перколяционного кластера к значительным флуктуациям в токе. При этом из оценок [8], в частности, следует, что флуктуации энергии узлов могут быть весьма значительными. Данное обстоятельство, как и отмечалось в [8], может приводить к влиянию флуктуаций на средний ток, что позволяет говорить о прыжках, стимулированных флуктуациями. При этом прежде чем совершить прыжок, электрон ждет благоприятной флуктуации, понижающей соответствующую энергию активации. Данная картина находится в

русле идей об "ассистирующих" прыжках [2]. Заметим, однако, что в работах [7,8] рассматривался лишь случай слабых флуктуаций, не приводящих к заметным изменениям среднего тока.

Таким образом, вопрос о роли коррелированных прыжков в прыжковой проводимости по состояниям кулоновской щели далек от полного решения. Однако естественно ожидать, что роль кулоновских корреляций наиболее существенна в режиме кулоновской щели, где именно кулоновские взаимодействия определяют характерный масштаб энергий. Поэтому, на наш взгляд, интересно рассмотреть поведение прыжкового транспорта в области кроссовера от закона Мотта

$$\rho(T) \propto \exp(T_0/T)^{1/4} \quad (2)$$

к закону Эфроса–Шкловского (1). В связи с этим в настоящей работе было исследовано поведение проводимости и магнетосопротивления в области указанного кроссовера для легированных и компенсированных кристаллов CdTe. Полученные результаты проанализированы с использованием выводов, следующих из простых модельных расчетов флуктуации энергий узлов.

2. Эксперимент

Были исследованы кристаллы CdTe, легированные мелкими донорами. В двух исследованных образцах концентрация доноров была примерно одинаковой $N_d = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, а степень компенсации собственными дефектами решетки была различной: концентрация электронов при 300 К составляла соответственно $1.2 \cdot 10^{17}$ и $8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ для двух образцов. Как можно видеть из температурной зависимости проводимости (рис. 1), температурная область перехода от закона Мотта к закону Эфроса–Шкловского (ЭШ) у них оказывается различной: $0.3 \div 0.4 \text{ К}$ для одного и $0.07 \div 0.1 \text{ К}$ для другого образца.

На кривых магнетосопротивления (рис. 2) можно выделить несколько областей: область отрицательного магнетосопротивления ОМС (связанного с интерференцией различных траекторий туннелирования в присутствии рассеивающих центров [9]), область квадратичного положительного магнетосопротивления ПМС (связанного со сжатием волновых функций центров в магнитном поле), которая сменяется областью более слабой зависимости сопротивления от магнитного поля $\propto H^{2/3}$, характерной для аномального ПМС, связанного со сжатием волновых функций центров в магнитном поле в присутствии рассеивателей [10]. Взаимный вклад этих областей в общую картину магнетосопротивления сильно изменяется в зависимости от температуры, особенно в области температур, соответствующих кроссоверу. Так, интерференционный вклад превалирует в области прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка, соответствующей закону Мотта. При переходе в область проводимости по состояниям кулоновской щели он резко

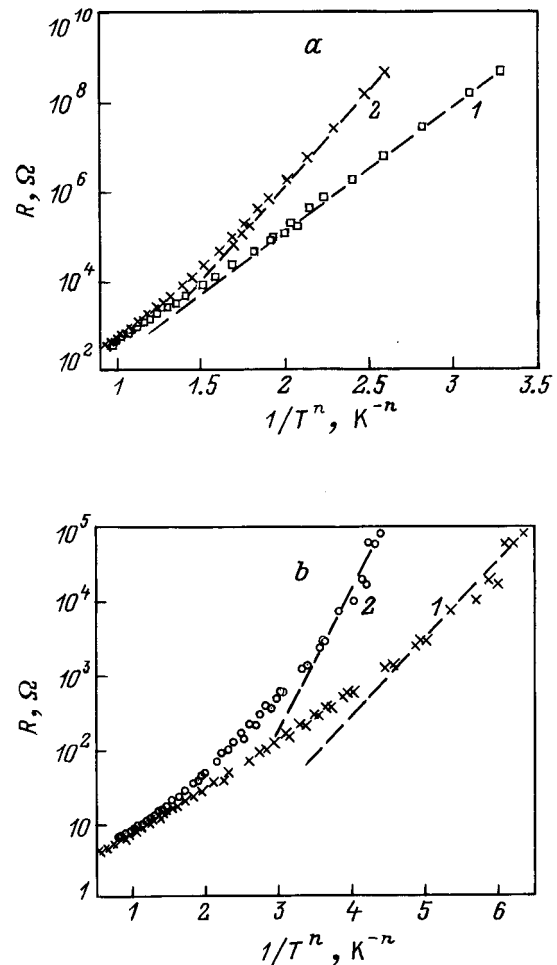


Рис. 1. Температурные зависимости сопротивления в масштабах: 1 — $(1/T)^{1/2}$, 2 — $(1/T)^{2/5}$; а — образец 1, б — образец 2 (см. табл. 1 и 2).

убывает — область ОМС исчезает. Этот факт наблюдался нами ранее [11] и объяснялся либо корреляцией в распределении примесей, приводящей к уменьшению эффективного числа рассеивателей, либо кулоновскими корреляциями (коррелированными прыжками). Область квадратичного ПМС существенно сужается с понижением температуры и замещается областью аномального ПМС (рис. 2, б). Кроме того при низких температурах в некоторых образцах могут проявляться спиновые эффекты, которые подробно обсуждались нами ранее [12] и здесь мы не будем на них останавливаться.

Анализ температурных зависимостей проводимости в области законов Мотта и ЭШ позволяет вычислить параметры T_0 , T_1 для двух образцов, которые приведены в табл. 1. Величина T_1 определена ранее, а

$$T_0 = \beta_0/g(\epsilon_f)a^3,$$

где $\beta_0 = 21$ — численный коэффициент. С другой стороны, зная эти параметры из наклонов кривых квадратичного ПМС, можно получить значение радиуса

локализации a , пользуясь выражениями

$$B^2 = \frac{c^2 \hbar^2}{C_0 e^2 a^4} \left(\frac{T}{T_0} \right)^{3/4}, \quad (3)$$

$$B^2 = \frac{c^2 \hbar^2}{C_1 e^2 (a')^4} \left(\frac{T}{T_1} \right)^{3/2}, \quad (4)$$

Выражение (3) соответствует закону Мотта и $C_0 = 1/\alpha_0 = 0.0025$; выражение (4) — проводимости по состояниям кулоновской щели, для C_1 приводится значение $1/\alpha_1 = 0.0015$ [3].

Полученные значения радиусов локализации различны: a — для закона Мотта и a' — для закона ЭШ, их значения приведены в табл. 1. Отношение $a'/a \propto T_1^{-3/8}$ примерно одинаково для двух образцов и составляет 1.5. Для устранения этого расхождения параметр T_1 должен быть увеличен в 3.8–3.5 раза, что согласуется с результатом [5]. С другой стороны, известно, что при приближении к переходу $N \rightarrow N_c$ расхождение испытывает

Таблица 1. Основные параметры образцов

№ образца	$n_{300}, \text{см}^{-3}$	T_0, K	T_1, K	T_c, K	$a, \text{Å}$	$a', \text{Å}$
1	$9 \cdot 10^{16}$	$2 \cdot 10^4$	43	$0.3 \div 0.4$	105	170
2	$1.2 \cdot 10^{17}$	205	3.5	$0.07 \div 0.1$	190	315

Примечание. n_{300} — концентрация электронов при $T = 300 \text{ K}$, полученная из холловских измерений; параметры T_0, T_1 получены из температурных зависимостей сопротивления (см. выражение (1), (2)); температура перехода T_c найдена из эксперимента; a — радиус локализации, полученный из закона Мотта, a' — радиус, полученный из закона ЭШ.

Таблица 2. Анализируемые параметры образцов

№ образца	T_1, K	$T_{1,0}, \text{K}$	\varkappa	\varkappa'	\varkappa''
1	43	90	44	120	55
2	3.5	15.5	145	780	176

Примечание. $T_1, T_{1,0}$ — параметры полученные из экспериментальной температурной зависимости сопротивления, построенной в масштабе, соответствующем закону ЭШ (1) и закону (10); $\varkappa, \varkappa', \varkappa''$ — диэлектрические проницаемости, полученные с помощью выражения (5), выражения (6) с параметрами $T_1, T_{1,0}$ соответственно.

не только радиус локализации a , но и диэлектрическая проницаемость \varkappa . Достаточно близко к переходу расходимость величины \varkappa описывается выражением [13]

$$\varkappa(N) = \varkappa_0 + 4\pi e^2 N(E_F) [a(N)]^2. \quad (5)$$

Отсюда, зная радиус локализации, можно оценить \varkappa и сравнить полученное значение с вычисленным из параметра T_1 :

$$\varkappa' = \beta_1 \frac{e^2}{T_1 a}. \quad (6)$$

Эти значения приведены в табл. 2. Видно значительное расхождение между двумя этими параметрами, наиболее сильное для образца, более близкого к переходу (для него расхождение в величине \varkappa , а следовательно, и параметре T_1 , порядка 7). Отсюда следует, что наблюдаемое поведение не может быть описано простым введением некоторого дополнительного численного коэффициента в оценке T_1 , одинакового для всех образцов, как это предполагалось в работе [5].

3. Обсуждение

Таким образом, хотя качественно картина температурной зависимости проводимости и магнетосопротивления описывается известными моделями перехода от закона Мотта к проводимости по состояниям кулоновской щели, более детальный анализ обнаруживает заметные количественные расхождения. Далее мы попытаемся объяснить эти детали с привлечением представлений о коррелированных прыжках, аналогичных предложенным в работе Поллака [14]. А именно, мы будем предполагать, что прыжок, обеспечивающий перенос заряда (т.е. прыжок между узлами, входящими в перколяционный кластер),

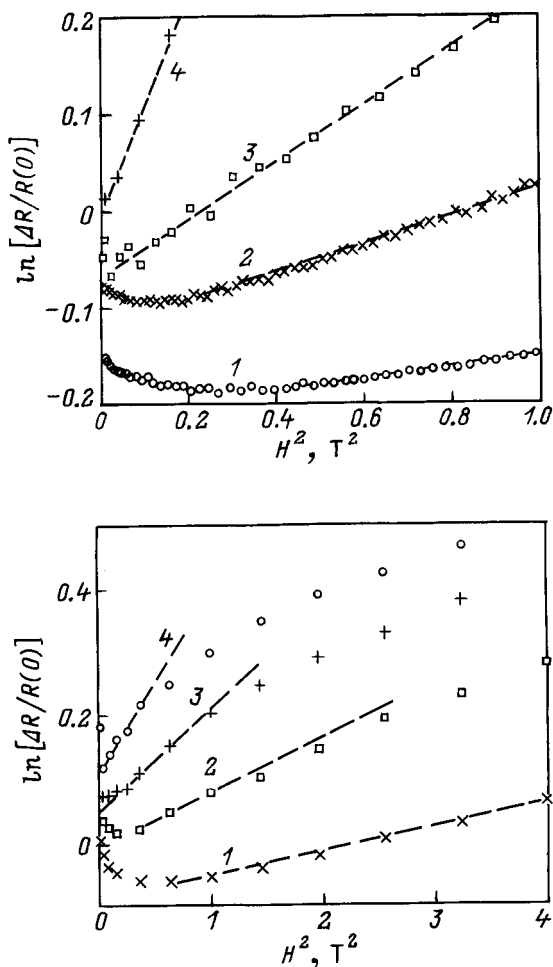


Рис. 2. Зависимости магнетосопротивления от температуры и магнитного поля: a — образец 1, T, K : 1 — 0.6, 2 — 0.4, 3 — 0.3, 4 — 0.15; b — образец 2, T, K : 1 — 0.5, 2 — 0.3, 3 — 0.2, 4 — 0.15. Пунктиром показаны участки квадратичного положительного магнетосопротивления.

”подготавливается” прыжками в непосредственном окружении, обеспечивающими минимально возможное значение энергии активации. Ожидается, что такое поведение наиболее актуально для проводимости в режиме кулоновской щели, где кулоновская энергия межчастичных взаимодействий порядка ширины эффективной прыжковой полосы. В нашей упрощенной модели мы ограничимся лишь вкладом ”последовательных” корреляций (”ассистирование”) и не будем рассматривать многоэлектронных прыжков, при которых несколько электронов прыгают одновременно.

Для парной функции распределения $f(\mathcal{E}, l)$ (где \mathcal{E} — разность энергий узлов в паре, а l — ”плечо” пары), описывающей ”ассистирующие” пары, мы воспользуемся выражением [4]

$$f(\mathcal{E}, l) = \left(\mathcal{E} + \frac{e^2}{\varkappa l} \right) g_0^2, \quad \mathcal{E} + \frac{e^2}{\varkappa l} \geq \Delta_C,$$

$$f(\mathcal{E}, l) = \frac{3\varkappa^6}{10\pi^2 e^{12}} \left(\mathcal{E} + \frac{e^2}{\varkappa l} \right)^5, \quad \mathcal{E} + \frac{e^2}{\varkappa l} \leq \Delta_C. \quad (7)$$

Здесь Δ_C — ширина кулоновской щели, g_0 — одночастичная плотность состояний вне кулоновской щели. Видно, что для $l \geq r_C$ ($r_C = e^2/\varkappa\Delta_C$ — расстояние между узлами в ”тесной” паре [4]) $\mathcal{E} \ll \Delta_C$, $f = \text{const}$. Заметим, что данное выражение не учитывает взаимодействия между рассматриваемыми ”дипольными” возбуждениями, тогда как учет взаимодействия [15] приводит к некоторому подавлению величины f в области малых энергий: $f \propto 1/\log(\Delta_C/\mathcal{E})$. Однако ввиду слабости соответствующей зависимости мы будем ею пренебрегать в наших оценках.

Как отмечалось в [7], в силу дипольного характера взаимодействия токонесящих узлов с парами, обеспечивающими флуктуации энергии на узле, основной вклад во флуктуации дает ближайшая пара с заданными параметрами. Заметим, что ассистирующие пары должны иметь энергию активации \mathcal{E} по крайней мере не большую, чем энергия активации ”токонесящей” пары E (поскольку в противном случае эффект ассистирования пропадет); поэтому в нашем случае ограничение соответствует $\mathcal{E} \leq E$. С учетом сказанного оценка минимального расстояния R от токонесящего узла ассистирующей пары имеет вид

$$\int_0^R d^3R \int_0^E d^3l \int d\mathcal{E} f(\mathcal{E}, l) = 1. \quad (8)$$

Видно, что в интеграл по l в основном дают вклад минимально возможные значения $l \simeq r_C$, соответствующие тесным парам. Для таких пар, как легко видеть, $R \simeq r_C(\Delta_C/E)^{1/3}$ и, соответственно, потенциал взаимодействия пары с узлом $U \simeq e^2 l/(\varkappa R^2)$ оценивается как $U \sim E(\Delta_C/E)^{1/3}$. Иными словами, флуктуация, обусловленная ассистирующим прыжком действительно может превышать саму энергию активации. Заметим,

что пары с $l > r_C$ также могут обеспечивать большие флуктуации энергий узлов вплоть до $l \simeq r$, когда $|U| \simeq E$.

Отметим, однако, следующее. Как видно, рассматриваемый нами прыжок в ассистирующей паре может приводить к существенному понижению энергии системы (ассистирующая пара)–(токонесящий узел). Строго говоря, в этом случае о соответствующем прыжке нельзя говорить как о флуктуации по отношению к равновесному состоянию системы (ассистирующая пара)–(токонесящий узел), поскольку он ведет к формированию состояния, более глубокого по энергии. В рамках же ”поляронной” картины [4] соответствующие пары должны быть включены в поляронную шубу, так что прыжки в таких парах не могут рассматриваться внешними по отношению к токонесящему возбуждению (полярону).

В то же время, как отмечалось выше, характер взаимодействий в многоэлектронной системе кулоновского стекла остается не вполне ясным. Это, в частности, относится к учету корреляций, включающих большое число электронов, например многоэлектронных взаимодействий в системе дипольных возбуждений. В частности, можно предположить, что установление равновесия в системе самих пар происходит быстрее, чем между конкретной парой и токонесящим узлом. С учетом сказанного мы будем полагать, что картина ”ассистирующих” флуктуаций сохраняется. Хотя ассистирующие возбуждения могут в действительности иметь более сложный характер, чем чисто дипольные, предположим также, что каждое из них в значительной степени локализовано на некоторой паре узлов и в низшем приближении может рассматриваться как дипольное, что позволяет пользоваться предложенной выше простой картиной. Хотя мы отдаем себе отчет в ограничениях используемой нами модели, мы полагаем полезным ее исследование — в частности, в силу возможности использования аналитических оценок.

С учетом того что ”период” ассистирующих прыжков предполагается много меньшим, чем характерное время токонесящего прыжка, мы можем усреднить вероятность W токонесящего прыжка по времени, и с учетом обращения в 0 соответствующей энергии активации в результате ассистирующего прыжка, получаем в результате усреднения

$$W \propto \exp\left(-\frac{2r}{a} - \frac{\mathcal{E}}{T}\right), \quad (9)$$

где ”активационный” член описывает вероятность ассистирующего прыжка, а r — расстояние в соответствующей паре токонесящих узлов. С учетом того, что благодаря ассистированию прыжки происходят в полосе энергий шириной $\simeq |U|$, мы имеем оценку $r \simeq r_C(\Delta_C/E)^{1/3}$. Используя в качестве условия связности перколяционного кластера — условие равенства ”туннельного” и активационного вкладов в показатель степени, и определяя таким образом характерную полосу энергий \mathcal{E} ассистирующих пар, окончательно получаем следующую

оценку для сопротивления:

$$\log \rho \propto W \propto (T'_1/T)^{2/5}, \quad (10)$$

где $T'_1 \simeq T_{1,0}(T_0/T_{1,0})^{1/4} > T_{1,0}$, где $T_{1,0}$ — значение, соответствующее закону Эфроса–Шкловского без учета эффектов ассистирования.

Заметим, что изменение показателя степени свидетельствует о том, что вклад ассистирующих прыжков не сводится к перенормировке Δ_C (см. [5]), но приводит и к изменению самой температурной зависимости. В этом отношении рассмотренная ситуация отличается от поляронного эффекта. В то же время отличие от закона (1) очень невелико и вряд ли может быть с достаточной убедительностью выявлено путем простого анализа температурной зависимости.

На рис. 1 показаны температурные зависимости сопротивления, построенные в масштабе $(T'_1/T)^{2/5}$ и в стандартном масштабе $(T_1/T)^{1/2}$. Полученные из наклонов значения T'_1 оказываются существенно больше значений T_1 (см. табл. 2), что дает большие значения $T_{1,0}$. Расчет диэлектрической проницаемости с помощью выражения $\kappa'' = \beta_1 e^2 / (T_{1,0} a)$ дает значения, согласующиеся с вычисленными при помощи выражения (5) величинами (табл. 2).

Таким образом, учет ассистирующих прыжков в рамках предложенной упрощенной модели приводит к более адекватным параметрам образцов и улучшает согласие между оценками, сделанными по разные стороны кроссовера. Отметим, что, как следует из сопоставления экспериментальных данных с теорией, предсказываемое нашей моделью некоторое ослабление температурной зависимости по сравнению с законом (1) позволяет добиться лучшего согласия с экспериментом, чем простое изменение параметра T_1 .

Данная работа поддержана фондом РФФИ (грант 97-02-18280) и фондом INTAS (грант 93-1555-ext).

Список литературы

- [1] J.G. Massey, M. Lea. Phys. Rev. Lett., **75**, 4266 (1995).
- [2] M. Pollak, M. Ortuno. In: *Electron-electron interactions in disordered systems*, 1985.
- [3] A.L. Efros, B.I. Shklovskii. *Electronic properties of doped semiconductors* (Elsevier, 1985).
- [4] A. Perez-Garrido et al. Phys. Rev. B, **55**, R8630 (1997).
- [5] А.Г. Забродский, А.Г. Андреев. Письма ЖЭТФ, **58**, 756 (1993).
- [6] I. Shlimak, Y. Kraftmakher, R. Ussyshkin, K. Ziberg. Sol. St. Commun., **93**, 829 (1995).
- [7] V.I. Kozub. Sol. St. Commun., **97**, 843 (1996).
- [8] V.I. Kozub, I. Shlimak. Proc. 14 Int. Conf. "Noise in physical systems" (Leuven, 1997).
- [9] B.I. Shklovskii, B.Z. Spivak. In: *Hopping transport in solids*, ed. by M. Pollak and B. Shklovskii (Elsevier, 1992).
- [10] Б.И. Шкловский. ФТП, **17**, 2055 (1983).

- [11] Н.В. Агринская, В.И. Козуб, Д.В. Шамшур. ЖЭТФ, **107**, 2063 (1995); N.V. Agrinskaya, V.I. Kozub. Phys. St. Sol. (b), **205**, № 1 (1998).
- [12] Н.В. Агринская, В.И. Козуб, Р. Ренч, П. Фозони, М.Д. Ли. ЖЭТФ, **111**, 1477 (1997).
- [13] T.G. Gastner. In: *Hopping transport in solids*, ed. by M. Pollak and B. Shklovskii (Elsevier, 1992).
- [14] M.L. Knotek, M. Pollak. Phys. Rev. B, **9**, 664 (1974).
- [15] С.Д. Барановский, Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. ЖЭТФ, **78**, 394 (1980).

Редактор Т.А. Полянская

Experimental manifestation of correlated hopping on temperature dependences of conductivity of doped CdTe

N.V. Agrinskaya, V.I. Kozub

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract A behaviour peculiar to hopping transport within temperature range near the crossover between the Mott and the Efros–Shklovskii hopping regimes has been investigated in doped CdTe crystals. Irrelevance of some parameters (localization length, dielectric constant) evaluated by the temperature dependences at different sides of the crossover is found. This contradiction has been explained in the frame of a simplified model that takes into account "assisting" hops.

E-mail: agrin@pk.pti.rssi.ru