

## ПРЫЖКОВАЯ ПРОВОДИМОСТЬ С ПЕРЕМЕННОЙ ДЛИНОЙ ПРЫЖКА В КРИСТАЛЛАХ $n$ -ZnSe В УМЕРЕННО СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

Тимченко И. Н., Касиян В. А., Недеогло Д. Д., Симашкевич А. В.

В области температур 1.6–4.2 К в кристаллах  $n$ -ZnSe изучалась зависимость электропроводности от напряженности электрического поля в умеренно сильных электрических полях. Найдено, что эффективная длина неомичности сравнима с длиной прыжка в омическом режиме или несколько превышает ее. Сделано предположение, что в исследованных кристаллах имеет место проводящая сегка с радиусом корреляции, превышающим длину прыжка в омическом режиме, и что рост электропроводности с полем связан в большей степени с изменением проводимости ключевых сопротивлений, нежели с изменением путей протекания. Зависимость эффективной длины неомичности от температуры указывает на существование кулоновской щели в спектре плотности локализованных состояний.

В настоящее время имеется очень мало экспериментальных данных по исследованию вольтамперных характеристик (ВАХ) в области умеренно сильных электрических полей неупорядоченных систем с кулоновской щелью в спектре плотности локализованных состояний [ $1-4$ ], когда прыжковое удельное сопротивление в омическом режиме  $\ln \rho \sim T^{-1/2}$  [5]. Насколько нам известно, нет и теоретических работ, в которых для расчета ВАХ использовалась бы модель неупорядоченной системы с кулоновской щелью. Наконец, ВАХ  $n$ -ZnSe, кроме наших предварительных исследований [3], изучалась еще только в [6] на крупнокристаллических пленках, омическая прыжковая проводимость которых, однако, в исследованной области температур не описывается законом  $\ln \rho \sim T^{-1/2}$ . Поэтому целью наших исследований ВАХ, выполненных на большом числе как чистых, так и сильно легированных компенсированных (СЛК) кристаллов  $n$ -ZnSe, заключалась в получении более полной информации о параметрах, определяющих как величину неомичности ВАХ в неупорядоченной системе с кулоновской щелью, так и их зависимость от электрического поля и температуры.

Основные характеристики исследованных нами кристаллов  $n$ -ZnSe представлены в таблице. С учетом относительно высокой чувствительности электро-

	Образцы с неконтролируемой примесью					Образцы, легированные						СЛК		
						Al				Ga				
	581	610	614	623	637	618	628	630	626	623	635	651	677	
$N_D \cdot 10^{-16},$ $\text{см}^{-3}$	1.4	1.5	2.2	3.9	6.8	3.8	4.9	5.5	4.7	3.5	6.7	79	58	
$K = N_A/N_D$	0.6	0.57	0.4	0.28	0.4	0.47	0.38	0.44	0.38	0.35	0.45	0.98	0.94	
$T_0, \text{K}$	506	449	416	346	310	408	388	346	400	154	237	395	248	
$\langle C \rangle_{a_0}$	1.9	3.6	6–24	5–14	2.7	3.5	7.8	52	3.4	3.4	1.8	2.4	2.8	
$\langle C \rangle_a$	0.9	1.7	3–11	2.5–6.6	1.2	1.6	3.5	23	1.5	1.3	0.75	1.2	1.2'	
$a$ {	4.2 K	0.6	1.2	2.4	2.3	1.3	1.4	3.2	22	1.4	0.95	0.74	2.8	2.6
{	1.6 K	1.1	1.9	15	10	2	2.8	5.6	37	2.9	1.4	1.2	4.7	3.8

проводности высокоомных образцов к температуре все измерения были выполнены в условиях, когда образец находился непосредственно в жидком гелии (при  $T=1.6\div 4.2$  К) в электрических полях, не превышающих 200 В/см.

ВАХ слабо легированных и СЛК кристаллов  $n$ -ZnSe изучалась в области температур, когда тепловая энергия мала по сравнению с шириной примесной зоны и омическая прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка, как нами было показано в [3, 7], описывается законом  $\ln \rho \sim (T_0/T)^{1/2}$ , где  $T_0$  — характеристическая температура образца [5]. При таких условиях даже не очень сильное электрическое поле может существенно изменить заполнение примесных состояний и энергии необходимых фононов, что приводит к экспоненциальному росту тока с полем [8]. На рис. 1 показаны суперлинейные ВАХ одного из слабо легированных образцов  $n$ -ZnSe при разных температурах; в области умеренно сильных электрических полей проводимость  $\sigma(E) \equiv j(E)/E$  зависит одновременно от  $T$  и  $E$ .

Далее полученные результаты анализируются по тем же параметрам, которые обычно используются в теориях нелинейности ВАХ для моттовской модели спектра плотности состояний [9-11]. Согласно [9], выражение для проводимости в умеренных полях получается путем «простого» учета уменьшения энергии активации локализованного состояния в направлении поля:

$$j(E) = j_{\text{ом}} \exp\left(C \frac{eEr_m}{kT}\right). \quad (1)$$

Здесь  $r_m$  — длина максимального прыжка на путях протекания проводящего кла-

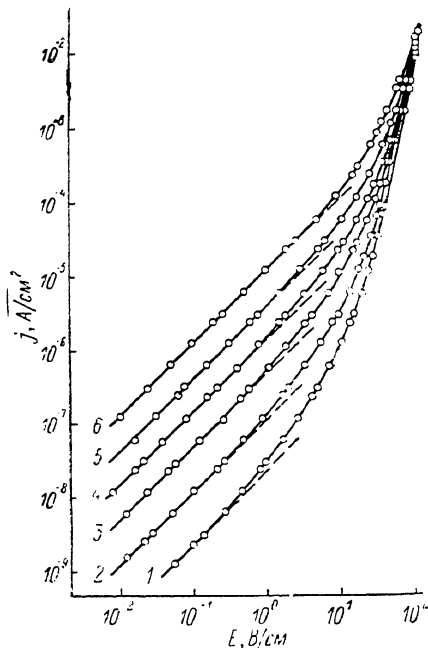


Рис. 1. ВАХ слабо легированного образца  $n$ -ZnSe (626) при различных температурах.  
 $T$ , К: 1 — 1.58, 2 — 2.00, 3 — 2.44, 4 — 2.89, 5 — 3.42, 6 — 4.24.

стера в омическом режиме, а коэффициент  $C$ , по теоретическим оценкам [9-11], меньше 1 ( $0.75 \geq C \geq 0.17$ ). Коэффициент  $C$  определяет величину нелинейности ВАХ, поэтому сопоставим этот параметр с его величиной, полученной из эксперимента. В качестве нижней границы интервала умеренных полей принимается такое поле  $E_c$ , при котором  $(CeEr_m/kT)=1$  и, следовательно,  $\sigma(E_c) \approx 2.72\sigma_{\text{ом}}$ . Величину  $E_c$  легко найти из графиков зависимости  $\lg[\sigma(E)/\sigma_{\text{ом}}]$  от  $E$ , представленных на рис. 2 для всех исследованных образцов, например, при  $T=2$  К. Зная величину порога протекания проводящего примесного кластера  $\xi=(T_0/T)^{1/2}$  из экспериментальных данных  $\sigma_{\text{ом}}(T)$  (значения  $T_0$  даны в таблице) и принимая длину локализации  $a=a_0=27.5 \text{ \AA}$  ( $a_0$  — боровский радиус донора в ZnSe), определяем  $r_m=0.5a\xi$ . Оказалось, что найденная таким путем величина коэффициента  $\langle C \rangle_{a_0}$  для большинства образцов заключена в интервале примерно от 2 до 3.5; для четырех образцов — несколько больше (см. таблицу).<sup>1</sup> Далее  $\langle C \rangle_{a_0}$  практически не зависит от температуры и, следовательно, от  $\xi$ , что не согласуется с результатом работы [4]. Из этих данных следует, что эффективная длина неомичности  $l=Cr_m$  в исследованных кристаллах  $n$ -ZnSe не меньше  $r_m$ , как это предсказывают теории для моттовской модели [9-11], а в  $\langle C \rangle_{a_0}$  раз больше. Этот результат, который получали и в других работах [1, 12], имеет важное значение (мы надеемся, что он не связан с невыявленными структурными неоднородностями). Можно ожидать, что рост электропроводности с полем в этом

<sup>1</sup> Отметим, что в характеристиках этих четырех образцов в омическом режиме никаких аномалий не наблюдается.

случае связан в большей степени с изменением проводимости ключевых сопряженных проводящего кластера [13], нежели с изменением путей протекания [9]. Однако определенную поправку к приведенным выше оценкам и выводам может внести учет зависимости радиуса локализации  $a$  от уровня легирования, т. е. близости образца к переходу металл—диэлектрик. Ранее [7] нами было найдено эмпирическое соотношение  $a \approx 260 T_0^{-0.25}$ , которое для большинства исследованных образцов дает величину  $a \approx 2a_0$ . Отсюда следует, что  $\langle C_n \rangle \approx 0.5 \langle C_a \rangle$ , следовательно, эффективная длина неомичности  $l$  близка к  $r_m$ .

Как видно из рис. 2, область практической линейности зависимости  $\lg \sigma$  от  $E$  для исследованных кристаллов  $n$ -ZnSe (в хорошем согласии с результатами численного эксперимента на ЭВМ [11]) простирается от  $|\sigma(E)/\sigma_{ом}| \approx 1.3$  до значений, изменяющихся от 2.5 до 15 в зависимости от образца и температуры. Если линейную часть аппроксимировать соотношением [11]

$$\sigma(E) = \sigma_1 \exp(e l E / k T), \quad (2)$$

то из этих графиков можно определить величину  $l$  и ее зависимость от температуры. Результаты представлены на рис. 3. Из рис. 3 видно, что эффективная

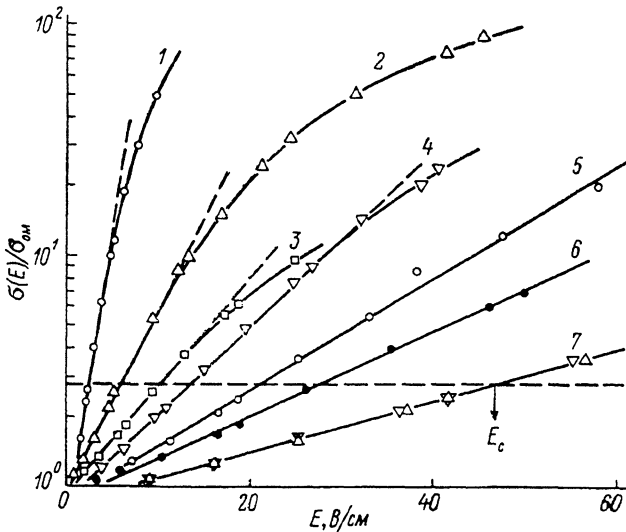


Рис. 2. Зависимость  $\lg [\sigma(E)/\sigma_{ом}]$  от  $E$  для исследованных образцов  $n$ -ZnSe при  $T=2$  К. Горизонтальная штриховая линия соответствует условию, определяющему нижнюю границу интервала умеренных полей:  $\sigma(E_c) = 2.72 \sigma_{ом}$ . Номера образцов: 1 — 630, 2 — 614, 3 — 625, 4 — 628, 5 — 651, 6 — 610, 7 — 581, 637.

длина неомичности, которая в этой области электрических полей не зависит от поля, растет с понижением температуры примерно как  $T^{-0.5}$ , т. е. температурная зависимость  $l = C \cdot 0.5 a \xi$  практически полностью определяется температурной зависимостью порога протекания  $\xi$ .

Интересно сопоставить длину неомичности со средним межпримесным расстоянием  $N_D^{-1/2}$ . На рис. 3 штриховыми отрезками вблизи оси ординат отмечены значения  $N_D^{-1/2}$  для всех образцов. Видно, что  $l$  всегда больше  $N_D^{-1/2}$  (см. таблицу). Этот результат не согласуется с величиной  $\alpha = l N_D^{-1/2} = 0.4 \div 0.7$ , полученной в численном эксперименте для модели с постоянной плотностью локализованных состояний [11].

Линейная зависимость  $\lg \sigma$  от  $E$ , как видно из рис. 2, с дальнейшим ростом электрического поля переходит в более слабую. Это может быть связано с уменьшением эффективной длины неомичности с ростом поля. С использованием (2) были проанализированы экспериментальные ВАХ и в этой области полей. Оказалось, что уменьшение длины неомичности с ростом  $E$ , во-первых, невелико и, во-вторых, его можно приближенно описать степенной зависимостью с показателем степени в интервале  $(-0.3) \div (-0.5)$ , т. е. близкой к той, которая

была получена для модели проводящего кластера с экспоненциальным разбросом сопротивлений [13].

Авторы глубоко благодарны А. Н. Алешину, А. Г. Забродскому и И. С. Шлимаку за обсуждение результатов работы.

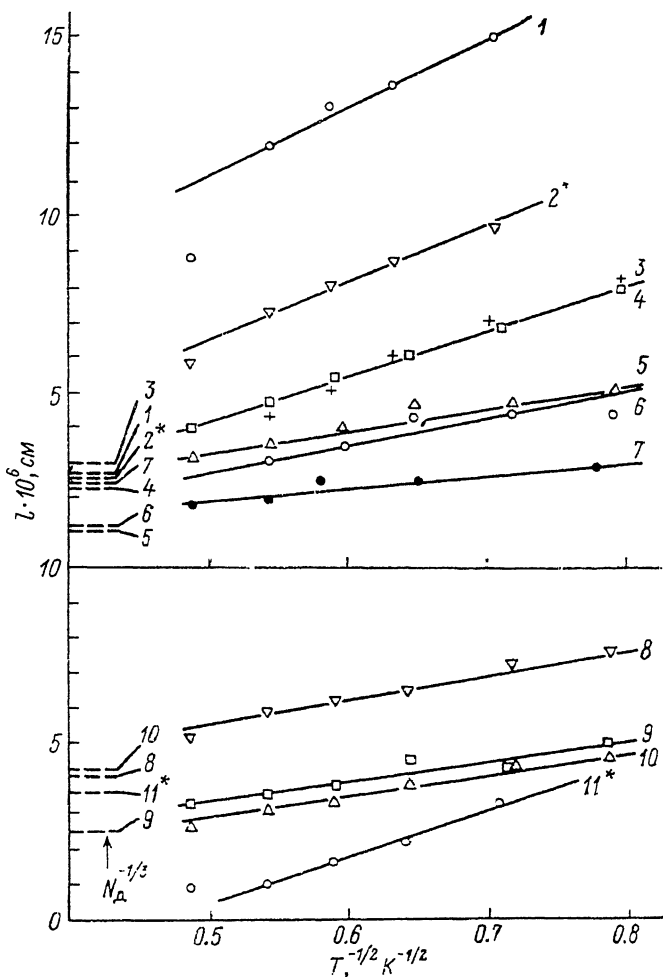


Рис. 3. Температурная зависимость эффективной длины неомичности.

Номера образцов: 1 — 628, 2\* — 630, 3 — 618, 4 — 626, 5 — 651, 6 — 677, 7 — 635, 8 — 610, 9 — 637, 10 — 581, 11\* — 614; \* — величина  $l$  на порядок больше.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Redfield D. // Adv. Phys. 1975. V. 24. N 4. P. 463—487.
- [2] Забродский А. Г. // Автореф. канд. дис. Л., 1979.
- [3] Timchenko I. N., Nedeoglo D. D. // Phys. St. Sol. (b). 1981. V. 105. N 1<sup>no</sup>. 55—61.
- [4] Алешин А. Н., Шлимак И. С. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 3. С. 466—471.
- [5] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М., 1979. 416 с.
- [6] Rentzsch R., Shlimak I. S., Berger H. // Phys. St. Sol. (a). 1979. V. 54. P. 487—492.
- [7] Kasiyan V. A., Nedeoglo D. D., Simashkevich A. V., Timchenko I. N. // Phys. St. Sol. (b). 1987. V. 139. P. 559—564.
- [8] Левин Е. И., Нгуен В. Л., Шкловский Б. И. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 5. С. 815—821.
- [9] Pollak M., Riess I. // J. Phys. C. 1976. N 12. P. 2339—2352.
- [10] Hill R. M. // Phil. Mag. 1971. V. 24. N 192. P. 1307—1325.
- [11] Левин Е. И., Шкловский Б. И. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 5. С. 856—864.
- [12] Тимченко И. Н., Дахно А. Н., Емельяненко О. В., Лагупова Т. С., Мегревели С. Л., Старосельцева С. П. // Матер. Всес. конф. «Технология получения и электрические свойства соединений  $A^2B^5$ ». Л., 1981.
- [13] Шкловский Б. И. // ФТП. 1976. Т. 10. В. 8. С. 1440—1448.