

## КИНЕТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ $n$ -ZnSe С РАДИАЦИОННЫМИ ДЕФЕКТАМИ

Блажку А. И., Джуади Д., Касиян В. А., Мосейчук Г. С., Недеогло Д. Д.

В интервале температур от 77 до 300 К в равновесных и неравновесных условиях изучены особенности температурных зависимостей коэффициента Холла, электропроводности и холловской подвижности носителей тока в кристаллах  $n$ -ZnSe, облученных электронами с энергией 1.3 МэВ. Доза электронного облучения варьировалась в пределах от  $2.7 \cdot 10^{16}$  до  $5.2 \cdot 10^{17}$  эл/см<sup>2</sup>. Наблюдаемые особенности кинетических явлений в облученных кристаллах объясняются в рамках модели неоднородного полупроводника, представляющего собой при малых и средних дозах радиационного облучения низкоомную матрицу с высокоомными кластерными включениями. По мере увеличения дозы электронного облучения перекрытие областей пространственного заряда, окружающего высокоомные включения, увеличивается и рассматриваемая модель переходит при дозе, равной  $3 \cdot 10^{17}$  эл/см<sup>2</sup>, в модель случайного потенциального рельефа.

Возникновение радиационных дефектов в кристаллах полупроводников сопровождается изменением равновесной концентрации носителей тока вследствие захвата носителей дефектами или из-за ионизации последних. Изменение зарядового состояния основных и компенсирующих дефектов в свою очередь приводит к существенной перестройке энергетического спектра примесей и радиационных дефектов. Эффективным способом изучения свойств таких материалов и рельефа энергетических зон, обусловленного случайным потенциалом примесей и радиационных дефектов в них, является комплексное исследование электрических и фотоэлектрических эффектов.

В данной работе в интервале температур от 77 до 300 К в равновесных и неравновесных (возбуждение интегральным светом) условиях исследованы температурные зависимости коэффициента Холла  $R_H$ , электропроводности  $\sigma$  и холловской подвижности электронов в монокристаллах  $n$ -ZnSe, предварительно отожженных в расплаве жидкого цинка при 950 °С в течение 100 ч, а затем облученных при 300 К потоком быстрых электронов. Энергия электронов составляла 1.3 МэВ. Доза электронного облучения варьировалась в пределах от  $2.73 \cdot 10^{16}$  до  $5.19 \cdot 10^{17}$  эл/см<sup>2</sup>. Основные электрические параметры исследованных образцов приведены в таблице.

На рис. 1 представлена температурная зависимость коэффициента Холла для всех исследованных образцов. Измерения были выполнены в состоянии полного затемнения образца (темные символы здесь и на последующих рисунках) и при освещении образца светом лампы накаливания (светлые символы на рисунках). По мере увеличения дозы электронного облучения до  $D = 1.64 \cdot 10^{17}$  эл/см<sup>2</sup> характер зависимости  $R_H(T)$  практически не меняется, наблюдается лишь слабое смещение ее в целом в сторону больших значений  $R_H$ . Увеличение дозы облучения до  $D = 5.19 \cdot 10^{17}$  эл/см<sup>2</sup> резко изменяет характер температурной зависимости коэффициента Холла в темноте. Экспоненциальный рост  $R_H$  в области высоких температур сменяется более резкой экспонентой так, что ниже 115 К получить достаточно устойчивые и достоверные данные по измерению коэффициента Холла

№ образца	Доза облучения $D$ , эл/см <sup>2</sup>	300 К				77 К		
		$n$ , см <sup>-3</sup>	$\sigma_{\text{ом}}^{-1}$ , см <sup>-1</sup>	$R$ , см <sup>3</sup> /Кл	$R\sigma$ , см <sup>2</sup> /В · с	$\sigma_{\text{ом}}^{-1}$ , см <sup>-1</sup>	$R$ , см <sup>3</sup> /Кл	$\frac{R\sigma}{\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}}$
613	—	$1.3 \cdot 10^{16}$	1.15	480	550	2.7	1300	3700
614	$2.73 \cdot 10^{16}$	$1.1 \cdot 10^{16}$	0.83	520	440	1.36	1850	2600
612	$1.09 \cdot 10^{17}$	$1.2 \cdot 10^{16}$	0.79	570	430	0.78	1850	1440
611	$1.64 \cdot 10^{17}$	$1.1 \cdot 10^{16}$	0.71	546	390	0.16	1830	290
610	$2.98 \cdot 10^{17}$	$1.0 \cdot 10^{16}$	0.56	610	340	$1.4 \cdot 10^{-2}$	2350	38
529	$5.19 \cdot 10^{17}$	$2.9 \cdot 10^{15}$	$0.142 \cdot 10^3$	$2.1 \cdot 10^3$	280	$8.2 \cdot 10^{-6}$	—	—

не удается. Обращают на себя внимание практически полное отсутствие зависимости  $R_X$  от дозы электронного облучения при 300 К как в темновом, так и в освещенном состоянии и слабое уменьшение  $R_X$  при 77 К до значения  $D = 3 \cdot 10^{17}$  эл/см<sup>2</sup>. Дальнейшее увеличение дозы облучения приводит к очень резкому возрастанию  $R_X$  при 300 и 77 К в темновом и освещенном состоянии.

Температурная зависимость электропроводности исследованных образцов представлена на рис. 2. При облучении исходного кристалла  $n$ -ZnSe : Zn начальной дозой ( $D = 2.73 \cdot 10^{16}$  эл/см<sup>2</sup>) характер температурной зависимости темновой проводимости практически не изменился (рис. 2, кривая 2), однако значения электропроводности во всем интервале температур уменьшились. Температурный интервал низкотемпературной чувствительности к интегральному свету расширился в область высоких температур. Увеличение дозы облучения до  $D =$

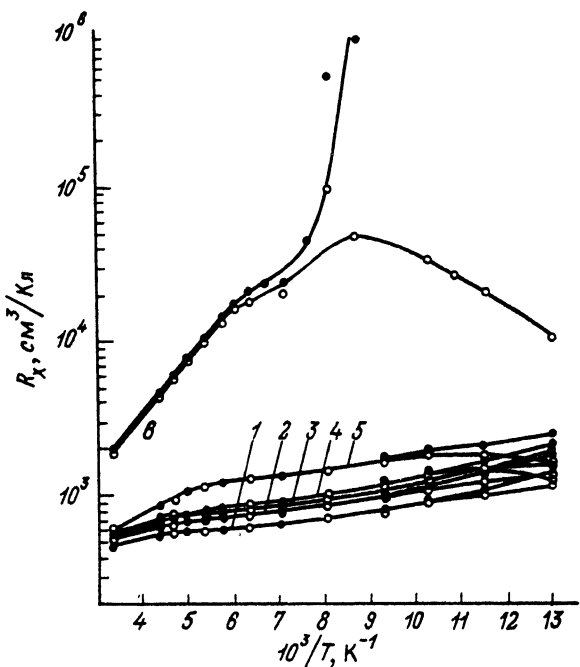


Рис. 1. Температурная зависимость коэффициента Холла для кристаллов  $n$ -ZnSe, облученных потоком быстрых электронов.

$E = 1.3$  МэВ. Доза облучения  $D$ , эл/см<sup>2</sup>: 1 — 0, 2 —  $2.73 \cdot 10^{16}$ , 3 —  $1.09 \cdot 10^{17}$ , 4 —  $1.64 \cdot 10^{17}$ , 5 —  $2.98 \cdot 10^{17}$ , 6 —  $5.19 \cdot 10^{17}$ .

$= 1.64 \cdot 10^{17}$  эл/см<sup>2</sup> приводит к существенному изменению характера зависимость электропроводности от температуры. В области высоких температур наблюдается резкое уменьшение электропроводности, замедляющееся в области низких температур. Слабая чувствительность к интегральному свету имеет место начиная с комнатной температуры и усиливается по мере уменьшения температуры. При этом характер зависимости фотопроводности от температуры имеет сложный вид: вслед за уменьшением электропроводности в сторону низких температур наблюдается резкое ее увеличение. При температуре  $T \approx 140$  К зависимость  $\sigma_{\text{св}}(T)$  имеет минимум. При 77 К электропроводность освещенного образца более чем на порядок превышает ее темновое значение, т. е. освещение образца  $n\text{-ZnSe} : \text{Zn}$  с радиационными дефектами светом лампы накаливания переводит его в более низкоомное состояние. Увеличение дозы электронного облучения до значения  $D = 2.98 \cdot 10^{17}$  эл/см<sup>2</sup> усиливает проявление отмеченных выше особенностей температурных зависимостей световой и темновой проводимости.

Интересным результатом, на наш взгляд, является то, что вплоть до значения дозы электронного облучения  $D = 2.98 \cdot 10^{17}$  эл/см<sup>2</sup> изменение характера температурной зависимости темновой электропроводности и резкое повышение низкотемпературной чувствительности образца к свету с увеличением дозы электронного облучения происходят на фоне очень слабого изменения характера температурной зависимости коэффициента Холла и его величины от дозы облучения. Коэффициент Холла при этом практически не зависит от интенсивности возбуждающего света. Только лишь при дозе электронного облучения  $D = 5.19 \times 10^{17}$  эл/см<sup>2</sup> и выше появляется высокая чувствительность коэффициента Холла к свету в области низких температур. При этом характер температурного изменения темновой и световой электропроводности (рис. 2, кривая б) коррелирует с температурной зависимостью коэффициента Холла в темновом и освещенном состояниях.

Характерным свойством неоднородных полупроводников, в частности полупроводников с радиационными дефектами, является активационная зависимость холловской подвижности от температуры, описываемая формулой

$$u = R_{\text{Х}} \sigma \approx u_0 \exp(-E_{\text{рД}} / k_0 T). \quad (1)$$

Зависимость такого вида наблюдалась в  $p\text{-Si}$  авторами [1] и объяснялась наличием потенциального рельефа, образованного радиационными нарушениями. Температурная зависимость холловской подвижности электронов в кристаллах  $n\text{-ZnSe}$ , облученных потоком быстрых электронов, представлена на рис. 3. При дозе электронного облучения  $D = 1.09 \cdot 10^{17}$  эл/см<sup>2</sup> нарушается монотонный рост подвижности в темновом состоянии. Световая подвижность проявляет при этом очень резкую зависимость от температуры ниже 120 К, не характерную для рассеяния на фононах и тем более на ионах примеси вблизи температуры жидкого азота. Увеличение дозы электронного облучения до значения  $D = 2.98 \cdot 10^{17}$  эл/см<sup>2</sup> и выше приводит к тому, что темновая подвижность вначале с понижением температуры экспоненциально уменьшается, проходит через минимум при  $T \approx 140$  К, а затем возрастает. Температурная зависимость подвижности неравновесных электронов имеет аналогичный вид с той лишь разницей, что в области низких температур вслед за менее глубоким минимумом имеет место резкое возрастание подвижности.

Завершая описание экспериментальных данных, отметим две наиболее интересные особенности свойств кристаллов  $n\text{-ZnSe} : \text{Zn}$  с радиационными дефектами: во-первых, отсутствие влияния дозы электронного облучения на концентрацию равновесных и неравновесных электронов при 300 и 77 К вплоть до величины дозы  $D \approx 3 \cdot 10^{17}$  эл/см<sup>2</sup> и появление очень резкой зависимости концентрации электронов при более высоких дозах облучения; во-вторых, отсутствие чувствительности коэффициента Холла к интегральному свету при 77 К и выше

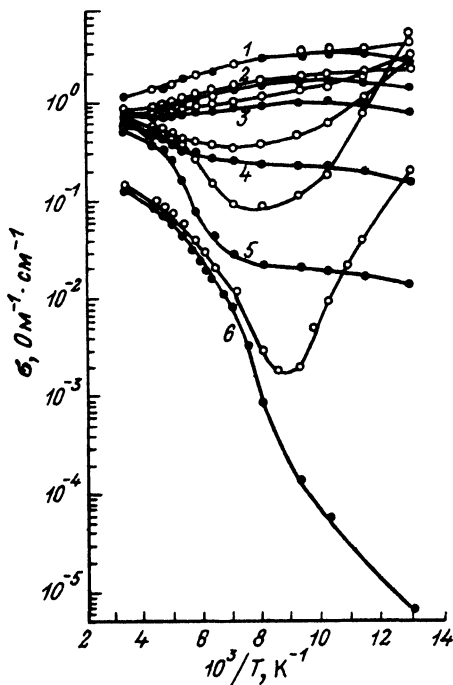


Рис. 2. Зависимость электропроводности от температуры для кристаллов  $n$ -ZnSe, облученных электронами с энергией  $E = 1.3$  МэВ.

Доза облучения  $D$ , эл/см<sup>2</sup>: 1—0, 2— $2.73 \cdot 10^{16}$ , 3— $1.09 \cdot 10^{17}$ , 4— $1.64 \cdot 10^{17}$ , 5— $2.98 \cdot 10^{17}$ , 6— $5.19 \cdot 10^{17}$ .

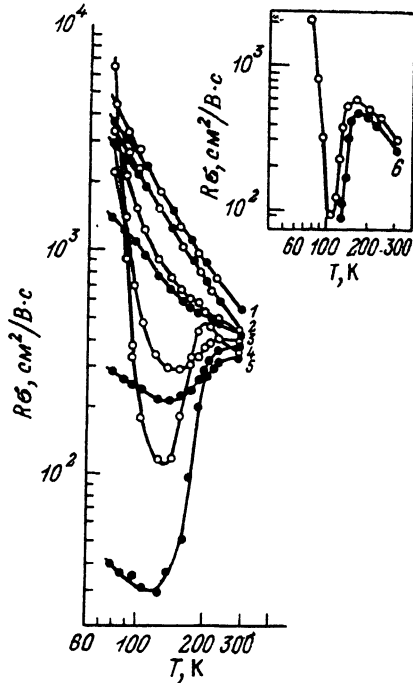


Рис. 3. Температурная зависимость холловской подвижности электронов в кристаллах  $n$ -ZnSe, облученных электронами.

$E = 1.3$  МэВ. Доза облучения  $D$ , эл/см<sup>2</sup>: 1—0, 2— $2.73 \cdot 10^{16}$ , 3— $1.09 \cdot 10^{17}$ , 4— $1.64 \cdot 10^{17}$ , 5— $2.98 \cdot 10^{17}$ , 6— $5.19 \cdot 10^{17}$ .

вплоть до величины дозы электронного облучения  $D \approx 3 \cdot 10^{17}$  эл/см<sup>2</sup> на фоне очень сильной фоточувствительности электропроводности и подвижности электронов (рис. 4) и появление чувствительности  $R_H$  к интегральному свету при более высоких дозах электронного облучения.

Объяснение наблюдаемых особенностей заключается в следующем. При облучении кристаллов  $n$ -ZnSe:Zn потоком быстрых электронов в них возникают несимметричные флуктуации примесного потенциала, амплитуда «горбов» которого относительно исходного края зоны оказывается гораздо больше, чем амплитуда «ям». Таким образом, горбы играют роль крупных изолирующих (непропускаемых для электронов) включений, погруженных в сравнительно однородную проводящую матрицу. Такой несимметричный потенциальный рельеф может быть создан кластерными скоплениями отрицательно заряженных акцепторов. В роли таких кластеров в облученных кристаллах выступают разупорядоченные области (РО) [2]. Каждая РО представляет собой потенциальный бугор с плоской вершиной, имеющей высоту  $U_0$ . Высота этого потенциального барьера по сути дела и составляет амплитуду потенциального рельефа. В рассматриваемой модели кластер представляет собой почти точечное скопление глубоких акцепторов с зарядом  $Ze$ . Тогда область пространственного заряда (потенциального горба)  $V_{опз}$  вокруг кластера состоит (если пренебречь более слабыми эффектами экранирования) из оголенных доноров, занимает объем  $V_{опз} = Z/N_d$  и отличается от матрицы только тем, что доноры в ней лишены электронов.

В этой модели вполне естественно объясняется непонятное, на первый взгляд, отсутствие чувствительности коэффициента Холла к свету при малых и средних

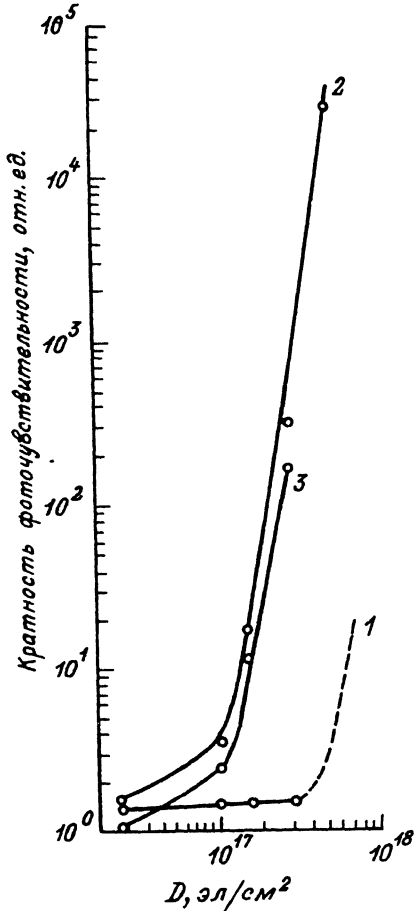


Рис. 4. Зависимость кратности изменения коэффициента Холла (1), электропроводности (2) и подвижности (3) при освещении кристаллов  $n$ -ZnSe, облученных электронами.

$I = 300$  люкс.  $T = 77$  К.

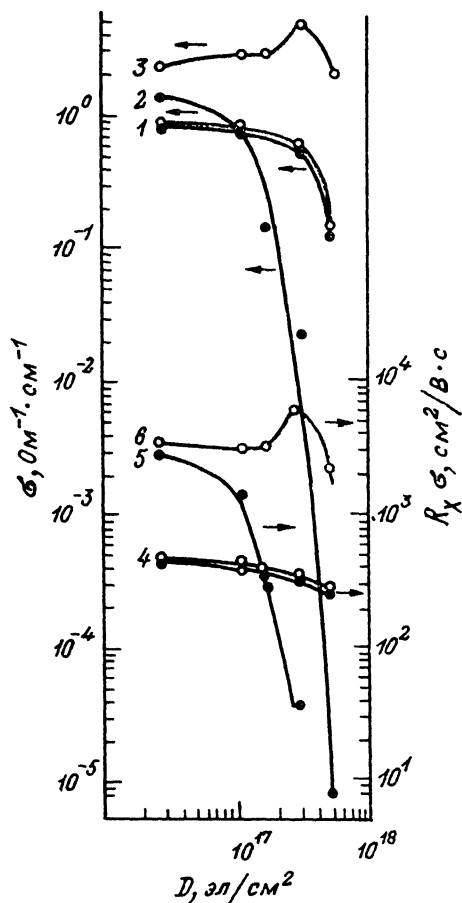


Рис. 5. Зависимость темновых и световых электропроводности (1—3) и подвижности носителей заряда (4—6) от дозы для облученных электронами кристаллов  $n$ -ZnSe.

$T$ , К: 1, 4 — 300; 2, 3, 5, 6 — 77.

дозах электронного облучения (рис. 4, кривая 1,  $D < 3 \cdot 10^{17}$  эл/см<sup>2</sup>). Пусть освещение (в расчете на один кластер) генерирует  $\Delta z$  электронно-дырочных пар. Тогда заряд кластера уменьшится осевшими на нем дырками на величину  $\Delta z e$ . В силу сохранения нейтральности область пространственного заряда (ОПЗ) уменьшается так, что из нее выходят  $\Delta z$  доноров. Приняв на себя как раз  $\Delta z$  генерированных электронов, они вливаются в состав матрицы. Объем матрицы увеличивается, а концентрация доноров и электронов в ней, как и остальные ее характеристики, остаются неизменными. С ростом дозы облучения области пространственного заряда вокруг РО начинают перекрываться. Однако вплоть до концентрации разупорядоченных областей  $N = 3/4\pi r^2$ , где  $r$  — радиус слоя ОПЗ, существующего вокруг РО, в промежутках между РО имеются нейтральные участки. При этом уровень Ферми «привязан» к ним и амплитуда потенциального рельефа не зависит от дозы электронного облучения, оставаясь равной  $U_0$ . Очевидно, в силу этого обстоятельства коэффициент Холла, а следовательно, и концентрация свободных электронов с ростом дозы до  $D \approx 3 \cdot 10^{17}$  эл/см<sup>2</sup> в исследуемых образцах  $n$ -ZnSe : Zn не изменяются. Однако уже такое перекрытие

ОПЗ приводит к образованию дрейфовых барьеров в кристаллах и к активационному уменьшению подвижности равновесных электронов с уменьшением температуры в области фононного рассеяния. Появлением дрейфовых барьеров уже при достаточно слабом перекрытии ОПЗ объясняется резкое уменьшение темновой электропроводности и подвижности с увеличением дозы электронного облучения более  $1 \cdot 10^{17}$  эл/см<sup>2</sup> (рис. 5, кривые 2 и 5). Дальнейшее увеличение дозы электронного облучения  $D \geq 3 \cdot 10^{17}$  эл/см<sup>2</sup> приводит к тому, что ОПЗ сильно перекрываются, положительный заряд с объемной плотностью  $eN_d$  оказывается однородно распределенным по всему образцу, а в него вкраплены отрицательно заряженные РО, которые можно считать точечными. Потенциальный рельеф, теперь уже симметричный, охватывает весь объем образца, и реализуется модель крупномасштабных флуктуаций примесного потенциала. При этом для анализа кинетических явлений необходимо пользоваться понятиями теории протекания. Экспериментальным подтверждением перехода к модели крупномасштабных флуктуаций примесного потенциала являются резкое изменение характера температурной зависимости коэффициента Холла в темноте и в освещенном состоянии (рис. 1, кривая б) и появление высокой чувствительности  $R_x$  к интегральному свету (рис. 4, кривая л) в случае предельно больших доз электронного облучения, использованных в данной работе.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Безлюдный С. В., Колесников Н. В., Шик А. Я. // ФТП. 1977. Т. 11. В. 10. С. 1906—1908.  
[2] Шик А. Я. // ФТП. 1977. Т. 11. В. 9. С. 1758—1764.

Кишиневский государственный университет  
им. В. И. Ленина

Получена 10.12.1991  
Принята к печати 26.12.1991