

## ГАШЕНИЕ ЭКСИТОННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В РЕЗУЛЬТАТЕ УДАРНОЙ ИОНИЗАЦИИ И МЕХАНИЗМЫ РЕЛАКСАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ В СУЛЬФИДЕ КАДМИЯ

Каган В. Д., Карпенко С. Л., Катилос Р., Мюллер Г. О.,  
Сейсян Р. П., Якобсон М. А.

Наблюдалось гашение экситонной люминесценции в постоянном электрическом поле в сульфиде кадмия при 1.8 К, вызванное ударной ионизацией свободных и делокализацией связанных экситонов горячими электронами. При увеличении поля до 1 кВ/см происходит непрерывный переход от закона Таунсенда—Шокли к закону Давыдова—Вольфа. Среди изученных образцов по экситонному спектру выделяются «чистые» образцы, в которых, как показано в работе, высокоэнергетичные электроны теряют квазимпульс, спонтанно излучая пьезофононы; в остальных образцах преобладает рассеяние на примесях. Теоретическая обработка данных по гашению линии излучения связанного экситона в области умеренных полей дает для длины свободного пробега электрона с энергией 4 мэВ значения  $\sim 10^{-4}$  в «чистых» и  $\sim 5 \cdot 10^{-6}$  см в остальных образцах. Таким образом, использованная оптическая методика позволила определить преобладающие в CdS при низких температурах механизмы релаксации высокоэнергетичных электронов.

Ударная ионизация экситонов в полупроводниках исследуется с 1967 г. [1-5], однако при высокой степени изученности оптических свойств сульфида кадмия вообще ударная ионизация экситонов в нем наблюдалась, насколько нам известно, только в нескольких работах [6, 7]. Настоящая работа посвящена более подробному исследованию полевой зависимости вероятности ионизации свободных и делокализации связанных на примесях экситонов в сульфиде кадмия при низкой температуре (1.8 К) оптическими методами — путем наблюдения гашения спектров экситонной флуоресценции в электрическом поле, а также теоретической обработке полученных экспериментальных данных.

Как было показано ранее [7], в условиях нашего эксперимента гашение люминесценции обусловлено именно ионизацией свободного или делокализацией связанного экситона электроном, набравшим в электрическом поле необходимую для этого энергию, определяемую энергией локализации связанного или соответственно энергией связи свободного экситона. Число таких высокоэнергетичных электронов существенно зависит от механизмов релаксации энергии и импульса последних, поэтому исследование полевой зависимости гашения люминесценции может дать информацию об этих механизмах.

Изменение числа экситонов  $N$  как в отсутствие, так и при наличии электрического поля описывается уравнением

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{N}{\tau} + A, \quad (1)$$

где  $A$  — скорость генерации экситонов. Вероятность распада свободного экситона или экситон-примесного комплекса ( $1/\tau$ ) складывается из вероятности полевой ионизации  $W(E)$  и вероятности  $1/\tau_0$ , обусловленной всеми другими процессами (радиационным распадом, ионизацией с участием фононов и т. д.):

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} + W(E). \quad (2)$$

Мы считаем, что в отсутствие электрического поля вероятность термической ударной ионизации несущественна:

$$W(0) \ll 1/\tau. \quad (3)$$

Кроме того, в интервале полей  $E \leq 10^2$  В/см нет оснований считать вероятность генерации экситонов  $A$  и вероятность  $1/\tau$  существенно зависящими от электрического поля.

В стационарных условиях левая часть (1) равна нулю, откуда следует связь между  $N(E)$  и  $N(0)$ :

$$N(E) = N(0) [1 + W(E)\tau]^{-1}. \quad (4)$$

Аналогично связаны интенсивности излучения в отсутствие электрического поля ( $I_0$ ) и при его наличии [ $I(E)$ ], так как они пропорциональны числу экситонов.

Как известно (см., например, [8]), в различных областях изменения электрического поля вероятность ионизации  $W(E)$  имеет разные асимптотики:

$$W(E) \propto \exp(-E_{01}/E) \quad (5)$$

(случай Таунсенда—Шокли),

$$W(E) \propto \exp(-E_{02}^2/E^2) \quad (6)$$

(случай Давыдова—Вольфа). Здесь  $E_{01}$  и  $E_{02}$  — константы, зависящие от энергии ионизации  $\epsilon_i$  и от механизмов релаксации электронов. В наших опытах наблюдались обе эти асимптотики, так же как и непрерывный переход от одной к другой. По значениям констант  $E_{01}$  и  $E_{02}$  можно делать заключения о преобладании тех или иных механизмов релаксации электронов. Следует отметить, что до сих пор, насколько нам известно, не было попыток обработки экспериментальных данных по влиянию электрического поля на экситонные спектры люминесценции в рамках теории, приводящей к зависимости типа Таунсенда—Шокли. Мы продемонстрируем необходимость и плодотворность именно такого подхода.

1. Исследованные образцы CdS представляли собой монокристаллические пластинки толщиной  $10 \div 30$  мкм с осью  $c$  в плоскости кристалла, выращенные в процессе сублимации из чистых порошков. Концентрация примесей в них не превышала  $10^{15}$  см $^{-3}$ . Для получения структур с омическими контактами на кристалл в вакууме наносились электроды из In в виде продольных полосок с зазором 1 мм. Экситонная фотолюминесценция (ЭФЛ) измерялась при 1.8 К в электрическом поле  $E \leq 1$  кВ/см. Измерения ЭФЛ сопровождалась контролем вольтамперных характеристик (ВАХ). Люминесценция возбуждалась аргоновым лазером при  $\lambda = 476.5$  нм. Спектры люминесценции анализировались на спектрографе ДФС-12 и регистрировались по методу счета фотонов. Для накопления и обработки результатов использовалась автоматическая система на базе ЭВМ.

В имеющихся в нашем распоряжении кристаллах CdS в спектре люминесценции наблюдались линии излучения связанных экситонов (экситон-примесных комплексов)  $I'_2$  (486.6),  $I_2$  (487.2) и свободного экситона  $A_{n=1}$  (485.3 нм). Энергия связи (делокализации) связанного экситона, определенная по сдвигу относительно линии излучения свободного экситона, для  $I'_2$  составляет  $\sim 4$ , для  $I_2$  — 7 мэВ. В процессах делокализации связанных экситонов указанные энергии связи играют роль энергии ионизации  $\epsilon_i$ . Для свободного экситона энергия связи (ионизации) равна 28 мэВ.

По соотношению интенсивностей линий в спектре фотолюминесценции исследованные нами кристаллы условно можно было разделить на три типа (рис. 1, а):  $T-1$  — кристаллы с интенсивной линией связанного экситона  $I_2$ ;  $T-2$  — кристаллы с интенсивной группой линий связанных экситонов  $I_2, I'_2$  и заметной по интенсивности линией свободного экситона  $A_{n=1}$ ;  $T-3$  — кристаллы с интенсивной линией  $A_{n=1}$  и сравнимой с нею по интенсивности линией  $I_2$ . Изменение интенсивности люминесценции при приложении электрического поля к структуре In—CdS было изучено на всех трех типах кристаллов. На рис. 1, б приведены спектры кристаллов  $T-2$  в поле. Из рисунка видно, что последова-

тельность гашения определяется энергиями связи связанных  $I'_2$ ,  $I_2$  и свободного  $A_{n=1}$  экситонов. В последнюю очередь гаснет линия излучения свободного эк-

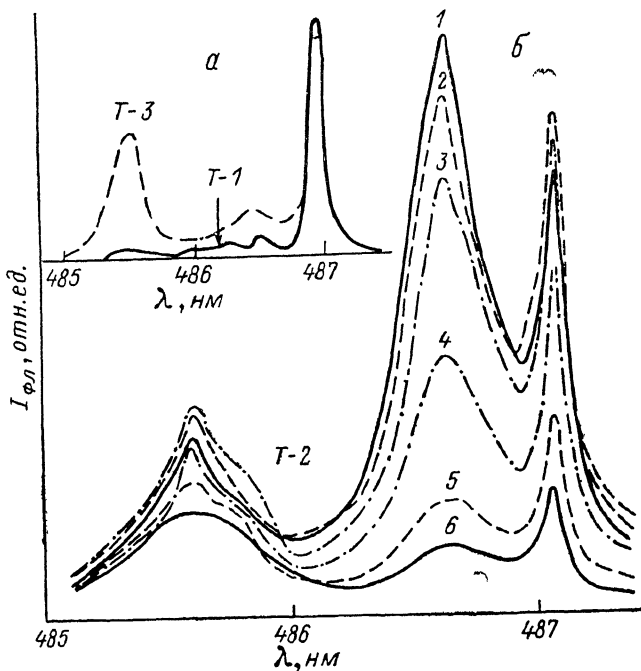


Рис. 1. Спектры экситонной люминесценции кристаллов CdS для образцов  $T-1$ ,  $T-3$  ( $E=0$  В/см) (а) и  $T-2$  (б) при 1.8 К в зависимости от напряженности электрического поля.  $E$ , В/см: 1 — 0, 2 — 300, 3 — 350, 4 — 450, 5 — 650, 6 — 800.

ситона  $A_{n=1}$  [среди рассматриваемых линий излучения энергия связи свободного экситона наибольшая (28 мэВ)]. При малых напряженностях (200–350 В/см) наблюдается возгорание линий  $A_{n=1}$  и  $I_2$  одновременно с резким тушением линии излучения связанного экситона  $I'_2$ , обладающего наименьшей энергией связи с центром. Таким образом, разрушение комплекса с наименьшей энергией связи (в данном случае  $I'_2$ ), согласно [6, 7], приводит к увеличению концентрации свободных экситонов, которые затем могут «прилипнуть» к более глубоким центрам или усилить люминесценцию  $A_{n=1}$ . При 800 В/см, как это видно из рис. 1, все линии излучения уже в значительной степени погашены.

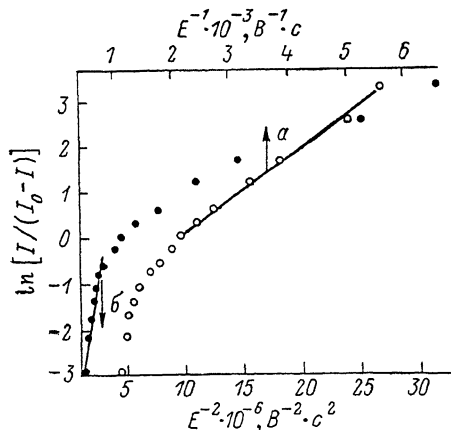


Рис. 2. Зависимость интенсивности излучения связанного экситона ( $\epsilon_s \approx 4$  мэВ) от напряженности электрического поля для образца типа  $T-2$ .

Экспериментальные точки отложены по шкале  $\ln [I / (I_0 - I)]$  от  $E^{-1}$  (а) и  $E^{-2}$  (б).

свидетельствует о реализации асимптотики Давыдова—Вольфа. Аналогично происходит гашение линий  $I_2$  и  $A_{n=1}$ , где также выделяются обе асимптотики (при условии отсутствия заметного возгорания этих линий на начальном этапе). Из наклона асимптот определяются константы  $E_{01}$  и  $E_{02}$ . Их значения для разных типов образцов и разных линий излучения представ-

лены в таблице (в скобках указаны области полей, в которых наблюдалась соответствующая зависимость). Как видно из таблицы, линиям с большими энергиями связи соответствуют большие значения констант  $E_{01}$ ,  $E_{02}$ .

Параметры  $E_{01}$ ,  $E_{02}$  и области реализации соответствующих зависимостей (в скобках) В/см для трех типов образцов и различных максимумов фотолуминесценции (в скобках — энергия связи)

Тип образца	$I_2' (4 \text{ мЭВ})$		$I_2 (7 \text{ мЭВ})$		$A_{n=1} (28 \text{ мЭВ})$	
	$E_{01}$	$E_{02}$	$E_{01}$	$E_{02}$	$E_{01}$	$E_{02}$
$T-1$	{ 1000 (400÷700)	{ 1050 (800÷1400)	{ 1400 (400÷900)	{ 3000 (1060÷1100)	—	—
$T-2$	{ 800 (175÷500)	{ 1400 (500÷800)	{ 1200 (300÷1000)	{ 3500 (1000÷1700)	5000* (775÷950)	1500* (775÷950)
$T-3$	{ 90 (50÷250)	{ 440 (300÷650)	{ 130 (50÷250)	{ 180 (300÷650)	180 (100÷200)	750 (300÷400)

Примечание. \* Для кристаллов  $T-2$  интенсивность линии  $A_{n=1}$  недостаточна, чтобы уверенно различить зависимости  $E^{-1}$  и  $E^{-2}$ .

2. Поскольку в условиях нашего эксперимента ( $T=1.8 \text{ К}$ ) энергия ионизации (делокализации)  $\varepsilon_i$  значительно превышает тепловую энергию электрона  $3/2 kT$ , ударную ионизацию (делокализацию) может произвести только электрон, находящийся в «хвосте» энергетического распределения. Таким образом, чтобы найти полевую зависимость вероятности ионизации (делокализации), нужно знать функцию распределения высокоэнергетичных электронов, которая, в свою очередь, определяется механизмами их релаксации. Возможные варианты распределений высокоэнергетичных электронов подробно изучались теоретически [9–11]. Определяющим здесь оказывается то, как электрон набирает энергию порядка  $\varepsilon_i$ , а именно большими или малыми порциями он теряет энергию при рассеянии. В последнем случае энергетическая релаксация имеет характер диффузии по энергии. При этом распределение по энергии определяется балансом Джоулева нагрева и диффузионной энергетической релаксации и имеет вид [12]

$$f_0'(\varepsilon) \propto \exp \left[ -\frac{1}{e^2 E^2} \int^{\varepsilon} \frac{d\varepsilon'}{\Theta(\varepsilon')} \right], \quad (7)$$

где функция разогрева  $\Theta(\varepsilon)$  зависит от механизмов релаксации энергии и импульса. При этом число электронов в хвосте распределения с энергией, большей энергии  $\varepsilon_i$ , экспоненциально зависит от  $1/E^2$ , что ведет к (6) для вероятности ионизации. Условием реализации этого случая является малость изменения энергии электрона в акте рассеяния не только по сравнению с самой энергией электрона в хвосте, но и с энергией, получаемой от поля между двумя актами столкновений [9, 11]:

$$kT \ll \hbar\omega_q \ll eEl(\varepsilon_i) \ll \varepsilon_i. \quad (8)$$

Здесь  $\omega_q$  — характерная частота взаимодействующих с электронами фононов,  $l(\varepsilon_i)$  — длина свободного пробега электрона.

Таким образом, зависимость Давыдова—Вольфа (6) может иметь место только в достаточно сильных полях. В более слабых полях, когда

$$kT \ll eEl(\varepsilon_i) \ll \hbar\omega_q \ll \varepsilon_i, \quad (9)$$

распределение по энергиям при больших энергиях  $\varepsilon \sim \varepsilon_i$ , как показано в [11], имеет вид

$$f_0(\varepsilon) \propto \exp \left[ -\frac{1}{eE} \int^{\varepsilon} \frac{d\varepsilon'}{l(\varepsilon')} \right], \quad (10)$$

что может быть подтверждено соображениями, развитыми еще Шокли. Картина Шокли такова: электронный пучок ускоряется электрическим полем, стремясь достичь высоких энергий, но непрерывно ослабляется из-за столкновений с рассеивателями. Испытавший столкновение электрон выбывает из пучка, так что число электронов, достигших энергии  $\varepsilon$ , как нетрудно видеть, дается как раз выражением (10). К такому же распределению по энергиям приводит и решение кинетического уравнения при условиях (9) [9, 11], сама же функция распределения электронов в хвосте при этом оказывается сильно вытянутой («иглообразной»).

Мы описали распределения электронов при больших энергиях в предельных случаях (8) и (9), которые могут произойти при рассеянии электронов на фононах. Отдельно следует рассмотреть случай, когда преобладает упругое рассеяние на примесях, а потери энергии по-прежнему обусловлены взаимодействием с фононами, т. е. выполняется неравенство

$$l_{\text{imp}}(\varepsilon_i) \ll l_{\text{ph}}(\varepsilon_i). \quad (11)$$

Частые упругие столкновения изотропизируют распределение электронов по направлениям, и при условии

$$kT \ll \hbar\omega_q \ll eE \sqrt{l_{\text{imp}}(\varepsilon_i) l_{\text{ph}}(\varepsilon_i)} \ll \varepsilon_i \quad (12)$$

осуществляется функция распределения (7) [10, 11]. Однако при меньших полях, когда

$$kT \ll eE \sqrt{l_{\text{imp}}(\varepsilon_i) l_{\text{ph}}(\varepsilon_i)} \ll \hbar\omega_q \ll \varepsilon_i, \quad (13)$$

хотя функция распределения по импульсам близка к изотропной, энергетическое распределение дается формулой [10, 11]

$$f_0(\varepsilon) \propto \exp \left[ -\frac{\sqrt{3}}{eE} \int^{\varepsilon} \frac{|d\varepsilon'}{\sqrt{l_{\text{imp}}(\varepsilon') l_{\text{ph}}(\varepsilon')}} \right], \quad (14)$$

что ведет к зависимости вероятности ионизации от поля типа (5). Реализация зависимости типа Таунсенда—Шокли (5) в случае (13) обусловлена тем обстоятельством, что релаксация энергии при условиях (13) фактически идет не малыми порциями.

Таким образом, зависимость типа Таунсенда—Шокли при не слишком сильных полях может реализоваться, во-первых, в предельно чистых кристаллах, в которых квазиимпульс рассеивается на фононах; при этом, согласно (5), (10),

$$eE_{01} = \int_0^{\varepsilon_i} \frac{d\varepsilon}{l_{\text{ph}}(\varepsilon)}, \quad l_{\text{imp}}(\varepsilon_i) \gg l_{\text{ph}}(\varepsilon_i); \quad (15)$$

во-вторых, в умеренно чистых кристаллах, в которых квазиимпульс рассеивается на примесях; при этом, согласно (5), (14),

$$eE_{01} = \int_0^{\varepsilon_i} \frac{\sqrt{3}}{\sqrt{l_{\text{imp}}(\varepsilon) l_{\text{ph}}(\varepsilon)}} d\varepsilon, \quad l_{\text{imp}}'(\varepsilon_i) \ll l_{\text{ph}}(\varepsilon_i). \quad (16)$$

3. Попробуем теперь имеющиеся у нас экспериментальные данные о величине константы  $E_{01}$  в (5) и ее зависимости от  $\varepsilon_i$  проанализировать на основе формул (15), (16).

В сульфиде кадмия при низких температурах длина свободного пробега для взаимодействия с фононами определяется пьезопотенциалом [13–15]

$$\frac{1}{l_{\text{ph}}(\varepsilon_p)} = \frac{2\pi m^{1/2}}{\hbar (2\varepsilon_p)^{1/2}} \sum_{\mathbf{q}} |c_{\mathbf{q}}|^2 (2N_{\mathbf{q}} + 1) \delta(\varepsilon_p - \varepsilon_{\mathbf{p}+\hbar\mathbf{q}}), \quad (17)$$

где  $c_{\mathbf{q}}$  — константа пьезоэлектрического электрон-фононного взаимодействия,  $\mathbf{p}$ ,  $\varepsilon_p$  и  $m$  — квазиимпульс, энергия и эффективная масса электрона. Надо иметь

в виду, что в проводимость основной вклад вносят электроны с тепловыми энергиями  $\varepsilon_p \sim kT$ , которые взаимодействуют с тепловыми фононами  $\hbar q \sim p$ ,  $\hbar \omega_q \ll kT$ ; при этом число фононов велико ( $N_q \gg 1$ ), и в формуле (17) работает слагаемое  $2N_q$  [16]. Наоборот, электроны с энергиями порядка  $\varepsilon_i$ , существенными в интегралах (15), (16), взаимодействуют с более коротковолновыми фононами, с  $\hbar q \sim \sqrt{2m\varepsilon_i}$ , для которых, согласно (8), (9), выполняется неравенство  $kT \ll \hbar \omega_q$ , т. е. число таких фононов мало ( $N_q \ll 1$ ). Таким образом, в рассматриваемых нами процессах ионизации участвуют электроны, длина свободного пробега которых обусловлена спонтанным излучением фононов; согласно (17), она дается выражением

$$l_{ph}(\varepsilon_p) = \frac{\sqrt{2}}{8\pi} \frac{\chi \rho s \hbar^2}{e^2 m^3 \beta^2} \varepsilon_p^{1/2}, \quad (18)$$

где  $\chi$  — диэлектрическая проницаемость решетки,  $\rho$  — плотность кристалла,  $s$  — скорость звука,  $\beta$  — тензор пьезоэлектрических модулей,  $\beta^2$  — соответствующим образом усредненная по углам величина.

Корневая зависимость от энергии длины свободного пробега (18) для предельно чистых кристаллов, согласно (15), приводит к следующей связи между двумя независимо измеряемыми в эксперименте величинами  $E_{01}$  и  $\varepsilon_i$ :

$$eE_{01} l_{ph}(\varepsilon_i) = 2\varepsilon_i, \quad (19)$$

т. е. константа  $E_{01}$  должна быть пропорциональна  $\varepsilon_i^{1/2}$ . Согласно данным таблицы, для образцов типа  $T$ -3 зависимость  $E_{01} \propto \varepsilon_i^{1/2}$  выполняется неплохо. Таким образом, можно ожидать, что в образцах типа  $T$ -3 длину свободного пробега электронов с энергиями порядка  $\varepsilon_i$  определяет именно спонтанное испускание пьезоакустических фононов. Важно еще раз отметить, что образцы типа  $T$ -3 выделяются яркостью люминесценции свободного экситона, что может свидетельствовать о большей их чистоте по сравнению с остальными нашими образцами.

Для образцов  $T$ -3 для линии  $I'_2$  с энергией связи  $\varepsilon_i = 4$  мэВ имеем  $E_{01} = 90$  В/см. Из (19) тогда следует, что  $l_{ph}(\varepsilon_i = 4 \text{ мэВ}) \approx 10^{-4}$  см. Эту величину можно вычислить по теоретической формуле (18), подставив в нее известные значения входящих туда констант. Однако величину  $\beta^2$  — усредненный «квадрат» тензора пьезоэлектрических модулей прямо вычислить трудно. Для этого можно воспользоваться имеющимися в литературе экспериментальными данными о подвижности электронов в чистых образцах CdS при низких температурах [13-15]. По температурной зависимости подвижности авторы этих работ однозначно установили, что в образцах при гелиевых температурах подвижность определяется рассеянием на пьезоакустических фононах. Поскольку, однако, в их опытах измерялась подвижность тепловых электронов, длина свободного пробега определялась следующим из общей формулы (17) выражением

$$l_p = \chi \rho s^2 \hbar^2 / 4\pi e^2 m \beta^2. \quad (20)$$

Из сравнения (18) и (20) следует связь

$$l_{ph}(\varepsilon_i) = l_p \sqrt{\varepsilon_i / 2ms^2}. \quad (21)$$

Согласно данным [13-15],  $l_p \approx 5 \cdot 10^{-6}$  см, откуда для  $\varepsilon_i = 4$  мэВ  $l_{ph} = 9 \cdot 10^{-5}$  см. Итак, предположение о том, что в наших наиболее чистых образцах (типа  $T$ -3) высокоэнергетичные электроны рассеиваются на пьезофононах, вначале основанное на выполнении корневой зависимости константы  $E_{01}$  от  $\varepsilon_i$ , подтверждается и численным совпадением с оценкой константы связи, полученной в [13-15] из измерений подвижности в слабом электрическом поле в совершенных кристаллах.

4. Таким образом, из наших опытов следует, что в образцах типа  $T$ -3 высокоэнергетичные электроны рассеиваются, испуская пьезоакустические фононы. Для других типов образцов ( $T$ -1,  $T$ -2) величина  $E_{01} \approx 1000$  В/см (для  $\varepsilon_i =$

$=4$  мэВ), т. е. на порядок больше, чем для образцов  $T-3$  (см. таблицу). Соответственно длины свободного пробега в образцах типов  $T-1$  и  $T-2$  значительно меньше, чем в  $T-3$  [если воспользоваться формулой (19), то получится  $l \sim \sim (3 \div 10) \cdot 10^{-6}$  см]. Кроме того, в них экспериментальная зависимость  $E_{01}$  от  $\epsilon$ , отличается от корневой. Все это свидетельствует в пользу того, что в образцах  $T-1$ ,  $T-2$ , по-видимому, преобладает рассеяние на примесях. Поэтому попытаемся данные по этим образцам обработать, пользуясь формулой (16). Для обработки необходимо задаться пробной зависимостью  $l_{\text{imp}}(\epsilon)$  от энергии. Для степенной зависимости  $l_{\text{imp}}(\epsilon) \sim \epsilon^\nu$  получаем, пользуясь данными таблицы, что для образцов  $T-1$  и  $T-2$  значения показателя степени  $\nu$  не выходят за пределы интервала  $(-1/2, +1/2)$ . Это позволяет заключить, что в данных типах образцов преобладает рассеяние на нейтральных примесях, для которого, как известно,  $\nu=0$  (тогда как для рассеяния на ионизованных примесях  $\nu=2$ ). Приняв в формуле (16)  $\nu=0$ , получаем

$$l_{\text{imp}}(\epsilon_i) = \frac{16}{3l_{\text{ph}}(\epsilon_i)} \left( \frac{\epsilon_i}{eE_{01}} \right)^2. \quad (22)$$

Подстановка сюда экспериментальных данных дает для  $\epsilon_i=4$  мэВ  $l_{\text{imp}}(\epsilon_i) = (1 \div 5) \cdot 10^{-6}$  см, т. е. есть основания полагать, что в образцах этих типов реализуется случай  $l_{\text{imp}}(\epsilon_i) \ll l_{\text{ph}}(\epsilon_i)$ , для которого только и работает формула (16).

5. Следует подчеркнуть, что наблюдение полевого гашения экситонной люминесценции позволяет судить лишь о числе и распределении электронов при больших энергиях. О механизмах релаксации «тепловых» электронов оптический метод прямой информации не дает. Однако, если предположить, что тепловые электроны, скажем, в образцах типа  $T-3$  взаимодействуют только с пьезоакустическими фононами, теряя на них и квазимпульс, и энергию, разогрев основной массы электронов в полях порядка десятков вольт на сантиметр будет весьма значительным, так что энергия  $\epsilon_i \sim 4$  мэВ окажется отнюдь не в хвосте распределения. Но тогда в эксперименте не наблюдались бы экспоненциальные зависимости гашения линий от поля. Найденная же нами зависимость типа Таунсенда—Шокли свидетельствует о том, что основная масса электронов не разогрета. Таким образом, из наших оптических наблюдений следует, что подвижность и энергетическая релаксация тепловых электронов в образцах  $T-3$  обусловлены не только рассеянием на пьезофононах. В этом смысле наши образцы менее совершенны, чем, например, те, на которых измерялась холловская подвижность в [13–15], но это различие не «ощущается» электронами, имеющими энергию порядка нескольких миллизэлектронвольт.

Что касается области сильных полей, в которых реализовалась асимптотика типа Давыдова—Вольфа, то здесь не все ясно. Обычная теория предсказывает пропорциональность отношения  $E_{02}/E_{01}$  малому параметру  $\sqrt{ms^2/\epsilon_i}$ , характеризующему неупругость рассеяния. Отношение же полученных из наклона асимптот значений  $E_{02}$  и  $E_{01}$  (см. таблицу), как правило, больше единицы. Следует отметить, что в наших опытах сама область зависимости типа Давыдова—Вольфа выделяется менее уверенно. По этим причинам мы здесь ограничились подробной теоретической обработкой только области умеренных полей, подчиняющихся закону Таунсенда—Шокли.

Подводя итог, подчеркнем, что исследование полевого гашения экситонной люминесценции в сульфиде кадмия при низких температурах оказалось информативным методом изучения кинетики электронов в нем. Удалось выяснить механизмы релаксации высокоэнергетичных электронов в разных типах образцов, сопоставить полученные выводы с результатами изучения кинетики электронов в CdS иными (не оптическими) методами.

В заключение выражаем благодарность за обсуждение Ю. М. Гальперину, В. И. Козубу и Г. Е. Пикусу.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Ашин В. М., Рогачев А. А., Рывкин С. М. // ФТП. 1967. Т. 1. В. 11. С. 1740—1742.  
 [2] Ашкинадзе Б. М., Рывкин С. М., Ярошецкий И. Д. // ФТП. 1969. Т. 3. В. 4. С. 535—545.

- [3] Harada T., Morikagi K. // J. Phys. Soc. Japan. 1972. V. 32. N 1. P. 172—191.
- [4] Yao T., Inagaki K., Maekawa S. // Sol. St. Commun. 1973. V. 13. N 5. P. 533—536.
- [5] Bludau W., Wagner E. // Phys. Rev. B. 1976 V. 13. N 12. P. 5410—5414.
- [6] Лебедев М. В., Лысенко В. Г. // ФТТ. 1982. Т. 24. В. 10. С. 3040—3044.
- [7] Карпенко С. Л., Коротяев А. М., Сейсян Р. П., Якобсон М. А., Мюллер Г. О. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 9. С. 1695—1701.
- [8] Dmitriev A. P., Mikhailova M. P., Yassievich I. N. // Phys. St. Sol. (b). 1987. V. 140. N 1. P. 9—37.
- [9] Келдыш Л. В. // ЖЭТФ. 1965. Т. 48. В. 6. С. 1692—1707.
- [10] Грибников З. С. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 7. С. 1372—1379.
- [11] Каган В. Д. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. В. 1. С. 258—268.
- [12] Левинсон И. Б. // ФТТ. 1964. Т. 6. В. 7. С. 2113—2123.
- [13] Fujita H., Kobayashi K., Kawai T., Shiga K. // J. Phys. Soc. Japan. 1965. V. 20. N 1. P. 109—122.
- [14] Onuki M., Shiga K. // Proc. Int. Conf. Phys. Semicond. Kyoto, 1966. J. Phys. Soc. Japan. 1966. V. 21 (Suppl.). P. 427—430.
- [15] Kobayashi K. // Proc. Int. Conf. II—VI Semicond. N. Y., 1967. P. 775—785.
- [16] Ансельм А. И. Введение в теорию полупроводников. М., 1978. 616 с.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Получена 2.07.1988  
Принята к печати 2.09.1988