

- [2] Бонч-Бруевич В. Л. О возникновении сверхрешетки электронной температуры при наличии постоянного электрического поля. — ЖЭТФ, 1976, т. 71, в. 4, с. 1683—1692.  
 [3] Гершун Г. З., Жуховицкий Е. М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М., 1972. 324 с.

Всесоюзный научно-исследовательский технологический институт антибиотиков и ферментов медицинского назначения  
 Ленинград

Получено 18.03.1987  
 Принято к печати 21.08.1987

ФТП, том 22, вып. 2, 1988

## РЕЗОНАНСНЫЕ УРОВНИ В СИЛЬНО КОМПЕНСИРОВАННОМ $p$ -PbTe ПО ДАННЫМ ИК ПОГЛОЩЕНИЯ

Вейс А. Н., Кайданов В. И., Крупицкая Р. Ю.

При исследовании явлений переноса [1, 2] и в опытах по теплоемкостной спектроскопии  $\text{PbTe}\langle\text{Tl}\rangle$  [1, 3] было показано, что введение Tl в PbTe сопровождается образованием полосы квазилокальных состояний, расположенной в глубине валентной зоны. По данным [2], в образцах с низкой концентрацией таллия ( $N_{\text{Tl}} \leq 0.3$  ат%) энергия полосы (положение максимума функции плотности резонансных состояний  $g^{\text{Tl}}$ ) составляет  $E_{\text{терм}} = 0.16$  эВ, а ее ширина  $\Gamma$  на уровне  $0.5 g_{\text{max}}^{\text{Tl}}$  равна  $\sim 10$  мэВ ( $T = 77$  К, здесь и далее величины энергий отсчитываются от потолка валентной зоны; см. схему на рисунке). С ростом температуры, согласно [2], величина  $E_{\text{терм}}$  уменьшается.

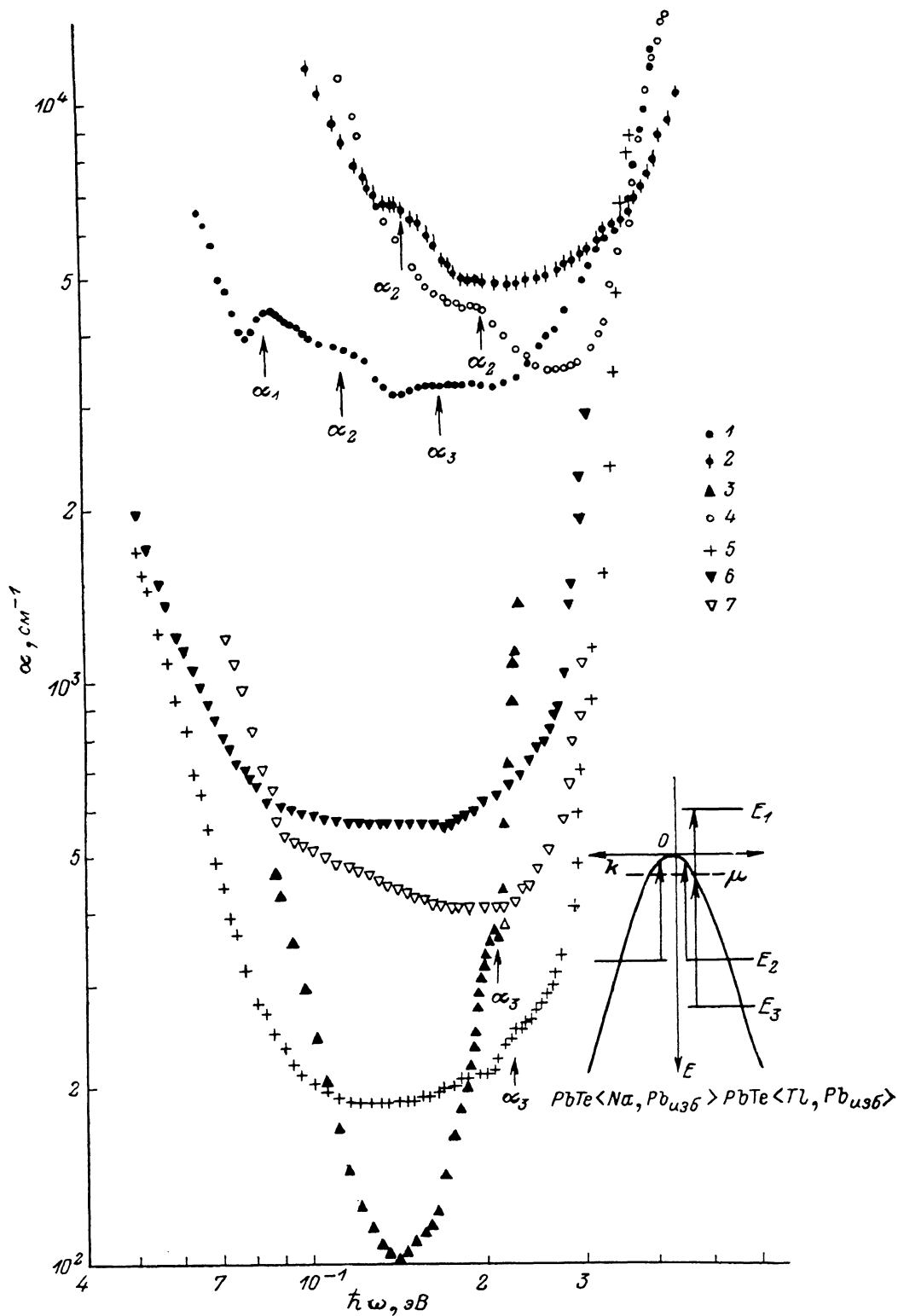
Оптические эксперименты [1, 4, 5], выполненные в  $\text{PbTe}\langle\text{Tl}\rangle$ , позволили выявить полосы дополнительного поглощения, связанные с переходами электронов между квазилокальными уровнями, расположенными в глубине валентной зоны, и разрешенными состояниями вблизи ее потолка. Однако ширина полос  $\Gamma$ , по данным [4, 5], оказалась заметно большей, чем в [2, 3], а их энергия  $E_{\text{онт}}$  (в дальнейшем  $E_3$ ) возрастает с увеличением температуры.

Для того чтобы устранить названные противоречия в результатах [2-5], в настоящей работе исследована при 90 К спектральная зависимость коэффициента поглощения  $\alpha$  ( $\hbar\omega$ ) в сильно компенсированном  $p$ -PbTe, легированном 1 ат% Tl и сравнимыми количествами сверхстехиометрического свинца  $\text{Pb}_{\text{изб}}$ . Его свойства сравнивались с данными для  $\text{PbTe}\langle 0.7 \text{ ат\% Na, Pb}_{\text{изб}} \rangle$  и  $\text{Pb}_{0.9998}\text{Tl}_{0.0002}\text{Te}$ .

Полученные в работе экспериментальные результаты показаны на рисунке, откуда видно, что в спектре  $\alpha$  ( $\hbar\omega$ )  $\text{PbTe}\langle\text{Tl, Pb}_{\text{изб}}\rangle$  наблюдаются три полосы дополнительного поглощения —  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  и  $\alpha_3$ . Компонента  $\alpha_1$  с четкой красной границей наблюдалась в  $\text{PbTe}\langle\text{Tl}\rangle$  и ранее [5] и была приписана комплексам, энергетические уровни которых ( $E_1$ ) расположены в нижней половине запре-

Характеристики исследованных образцов

№ образца	Состав	$Px \cdot 10^{-16}$ , см <sup>-3</sup> (300 К)	T, К	$E_1$ , эВ	$E_2$ , эВ	$E_3$ , эВ
1	$\text{PbTe}\langle 1 \text{ ат\% Tl, Pb}_{\text{изб}} \rangle$	4.5	90	$0.055 \pm 0.010$	$0.155 \pm 0.020$	$0.210 \pm 0.020$
2	$\text{PbTe}\langle 0.7 \text{ ат\% Na, Pb}_{\text{изб}} \rangle$	13	{ 90 300	{ — —	{ $0.180 \pm 0.020$ $0.220 \pm 0.020$	{ — —
3	$\text{Pb}_{0.9998}\text{Tl}_{0.0002}\text{Te}$	4.0	{ 90 300	{ — —	{ — —	{ $0.225 \pm 0.015$ $0.265 \pm 0.015$



Спектральные зависимости коэффициента поглощения в  $p$ -RbTe при 90 К.

1—3 — номера кривых соответствуют номерам образцов в таблице. 300 К: 4, 5 — данные для образцов 2 и 3 соответственно, 6 — «чистый» RbTe, легированный с отклонением от стехиометрии, не содержащий Na (или Tl), 7 — RbTe (In, Te<sub>2%</sub>). На вставке — энергетическая схема RbTe, содержащего собственные дефекты.

щенной зоны. Составляющие  $\alpha_2$  и  $\alpha_3$  дополнительного поглощения связаны с резонансными уровнями  $E_2$ ,  $E_3$ , о чем свидетельствует колоколообразная форма их спектральных зависимостей. (Отметим, что ранее [4, 5] в рассматриваемой области спектра в  $\text{PbTe}\langle\text{Tl}\rangle$  наблюдалось бесструктурное поглощение, которое связывалось с таллием, и только исследования, выполненные в настоящей работе при 90 К, позволили увидеть четкую структуру полос).

Сопоставление результатов, полученных в  $\text{PbTe}\langle\text{Tl}, \text{Pb}_{\text{изб}}\rangle$ , с данными для  $\text{Pb}_{0.9993}\text{Te}_{0.0002}$ , не содержащего  $\text{Pb}_{\text{изб}}$ , позволяет связать компоненту  $\alpha_3$  дополнительного поглощения с примесью таллия. Оценка ее положения, произведенная по формуле (2) работы [6] (см. таблицу), хорошо согласуется с результатами, полученными в [7] методами туннельной спектроскопии ( $N_{\text{Tl}}=0.2$  ат%,  $E_3=0.22$  эВ,  $T=4.2$  К), и не противоречит данным [2, 3]. Отметим, однако, заметную разницу  $\Delta E = E_3 - E_{\text{терм}}$  между полученными в настоящей работе значениями  $E_3$  при 90 К и результатами [2], которая в слабо легированных таллием образцах ( $N_{\text{Tl}} \leq 0.3$  ат%) достигает 60 мэВ (соответствующий указанному значению  $\Delta E$  радиус волновой функции примесного электрона  $r$ , определенный в континуальном приближении по формуле (4) работы [1], оказывается равным  $\sim 3 \text{ \AA}$ , что заметно расходится с нижней оценкой  $r$ , приведенной в [8]). Помимо этого с ростом температуры полоса  $E_3$  в отличие от данных [2] смещается в глубь валентной зоны.

Отмеченные различия между  $E_3$  и  $E_{\text{терм}}$ , по-видимому, связаны с тем, что в оптических экспериментах и в явлениях переноса фиксируются принципиально различные энергии примесного центра: в изотермических переходах определяется полная энергия центра в состоянии  $\text{Tl}^+$ , тогда как в оптических в соответствии с принципом Франка—Кондона — одноэлектронная энергия двухэлектронного центра  $\text{Tl}^-$  (отсутствие сигнала ЭПР в  $\text{PbTe}\langle\text{Tl}\rangle$  с различными концентрациями примеси и степенью компенсации [4] указывает на то, что состояния  $\text{Tl}^0$  в  $\text{PbTe}$ , по-видимому, не реализуются). В рамках высказанного предположения значительная разница  $\Delta E$  может быть связана с тем, что примесный центр  $\text{Tl}$  в  $\text{PbTe}$  характеризуется большой величиной отрицательной корреляционной энергии, благодаря чему в энергетической шкале полоса  $\text{Tl}^+$  может быть расположена существенно выше, чем  $\text{Tl}^-$ .

Перейдем теперь к рассмотрению возможной природы компоненты  $\alpha_2$  дополнительного поглощения. Как видно из рисунка, полосы  $\alpha_2$  наблюдаются не только в  $\text{PbTe}\langle\text{Tl}, \text{Pb}_{\text{изб}}\rangle$ , но и при замене таллия натрием. Однако в спектрах  $\alpha$  ( $\hbar\omega$ ) «чистого»  $p$ - $\text{PbTe}$ , не содержащего  $\text{Tl}$  (или  $\text{Na}$ ), компонента  $\alpha_2$ , равно как и составляющие  $\alpha_1$  и  $\alpha_3$ , отсутствует. Не наблюдаются они и в спектре  $\alpha$  ( $\hbar\omega$ )  $p$ - $\text{PbTe}\langle\text{In}, \text{Te}_{\text{изб}}\rangle$  ( $N_{\text{In}}=0.3$  ат%), в котором, согласно [9], преобладающим типом собственных дефектов являются вакансии свинца. Это позволяет приписать полосы  $\alpha_2$  вакансиям халькогена, учитывая результаты [9], а также данные теоретического расчета [8], согласно которым вакансии халькогена могут образовывать уровни не только в зоне проводимости, но (при наличии структурных искажений решетки) и в валентной зоне.

В заключение отметим, что величины энергий  $E_3$  с увеличением  $N_{\text{Tl}}$ , как и в [2], заметно изменяются. Не исключено, что структурные искажения решетки, возникающие при легировании  $\text{PbTe}$  таллием, влияют на энергетическое положение полосы квазилокальных состояний, связанной с  $\text{Tl}$ .

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Кайданов В. И., Равич Ю. И. Глубокие и резонансные состояния в полупроводниках типа  $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$ . — УФН, 1985, т. 145, в. 1, с. 51—86.
- [2] Машкова Т. Р., Немов С. А. Зависимость энергетического положения полосы резонансных состояний от температуры и количества примесей в  $\text{PbTe}\langle\text{Tl}, \text{Na}\rangle$ . — ФТП, 1985, т. 19, в. 10, с. 1864—1866.
- [3] Константинов П. П., Лыков С. Н., Равич Ю. И., Черник И. А. Исследование примесных состояний в теллуриде свинца, легированном элементами III группы, методом измерения низкотемпературной теплоемкости. — ФТТ, 1982, т. 24, в. 12, с. 3530—3534.
- [4] Вейс А. Н., Немов С. А. Электрофизические и оптические свойства  $\text{PbTe}\langle\text{Tl}\rangle$  с большим содержанием примеси. — Изв. вузов СССР, сер. Физика, 1982, № 7, с. 113—114.

- [5] Вейс А. Н., Кайданов В. И., Крупницкая Р. Ю., Мельник Р. Б., Немов С. А. Особенности эффекта Холла и спектров коэффициента поглощения в сильно компенсированных образцах халькогенидов свинца. — ФТП, 1980, т. 14, в. 12, с. 2349—2356.
- [6] Вейс А. Н. Температурные зависимости положения квазилокальных уровней в PbTe, легированном примесями III группы. — ФТП, 1987, т. 21, в. 2, с. 263—266.
- [7] Рыков С. А. Туннельная спектроскопия теллурида свинца. — Автореф. канд. дис. Л., 1985.
- [8] Волков Б. А., Панкратов О. А. Электронная структура точечных дефектов в полупроводниках  $A^IVB^VI$ . — ЖЭТФ, 1985, т. 88, в. 1, с. 280—293.
- [9] Бытеский Л. И., Кайданов В. И., Мельник Р. Б., Немов С. А., Равич Ю. И. Самокомпенсация акцепторов вакансиями в сульфиде и селениде свинца, легированном таллием. — ФТП, 1980, т. 14, в. 1, с. 74—79.

Ленинградский политехнический институт им. М. И. Калинина

Получено 30.07.1987  
Принято к печати 23.08.1987

ФТП, том 22, вып. 2, 1988

## ВРЕМЯ ЖИЗНИ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В $p$ -GaAs, ОБЛУЧЕННОМ ИОНАМИ КИСЛОРОДА

Журавлев А. Б., Марущак В. А., Портной Е. Л.,  
Стельмах Н. М., Титков А. Н.

В работе [1] было высказано предположение, что имплантация в GaAs ионов кислорода большой энергии должна приводить к уменьшению времени жизни неравновесных носителей до значений пикосекундного диапазона.

В настоящей работе приведены результаты экспериментального исследования рекомбинации фотоэлектронов в GaAs  $p$ -типа после облучения ионами кислорода с энергией 18.7 МэВ. Изучались две серии образцов, легированных германием до уровней  $4 \cdot 10^{16}$  и  $1 \cdot 10^{18}$  см $^{-3}$  и различавшихся до облучения скоростями как излучательной, так и безызлучательной рекомбинации. Для всех образцов были получены спектры люминесценции в диапазоне  $0.7 \div 2.4$  мкм и определены времена жизни неравновесных электронов. Малые значения времен жизни измерялись методом оптической ориентации [2, 3], использованным ранее [4] для нахождения времен пикосекундной длительности в GaSb.

В методе оптической ориентации возбуждение кристаллов осуществляется циркулярно поляризованным светом. При этом люминесценция, связанная с рекомбинацией свободных электронов, также оказывается циркулярно поляризованной. Времена жизни фотоэлектронов в зоне проводимости  $\tau$  определяются из измерений степени циркулярной поляризации люминесценции  $\rho = 0.25 / (1 + \tau / \tau_s)$  и ее уменьшения во внешнем магнитном поле  $B$ , перпендикулярном лучу возбуждающего света  $\rho(B) = \rho / (1 + \Omega^2 T^2)$  (эффект Ханле). В этих формулах  $\tau_s$  — время спиновой релаксации электронов,  $\Omega = g_s \mu_B B / \hbar$  — частота ларморовой прецессии,  $g_s$  —  $g$ -фактор электрона,  $\mu_B$  — магнетон Бора,  $T = (1/\tau + 1/\tau_s)^{-1}$  — время жизни ориентированного спина. По результатам этих двух измерений время  $\tau$  находится с помощью выражения

$$\tau = \frac{0.25}{\rho} \frac{1.1}{g_s \Delta B} \cdot 10^{-10}. \quad (1)$$

Здесь  $\tau$  выражено в секундах, если  $\Delta B$  в теслах;  $\Delta B$  — значение магнитного поля, при котором начальная поляризация падает вдвое:  $\rho(\Delta B) = 1/2 \rho$ . Для GaAs  $g_s = -0.44$  [5], и из выражения (1) следует, что времена жизни фотоэлектронов порядка 10 пс и короче могут быть измерены при приложении магнитных полей всего в несколько Т.

В работе значения  $\tau$  находились из анализа степени циркулярной поляризации полосы люминесценции, обусловленной переходами зона—акцептор. Возбуждение люминесценции осуществлялось линией криптонового лазера