

- [8] А. Н. Крайчинский, Н. И. Осташко, И. С. Рогучий. ФТП, 24, 1487 (1990).
 [9] В. В. Козловский, Т. И. Кольченко, В. М. Ломако. ФТП, 25, 545 (1991).
 [10] В. В. Козловский, Т. И. Кольченко, В. М. Ломако, С. Е. Мороз. ФТП, 25, 267 (1991).
 [11] T. Markvart. J. Mater. Science: Mater. in Electron, 25, 1 (1990).

Редактор В. В. Чалдышев

ФТП, том 27, вып. 2, 1993

ХВОСТЫ ПЛОТНОСТИ СОСТОЯНИЙ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ $Zn_xCd_yHg_{1-x-y}Te$

А. М. Андрухив, О. А. Гадаев, В. И. Иванов-Омский,
 Э. И. Цидильковский

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук
 194021, Санкт-Петербург, Россия
 (Получено 13.07.1992. Принято к печати 14.07.1992)

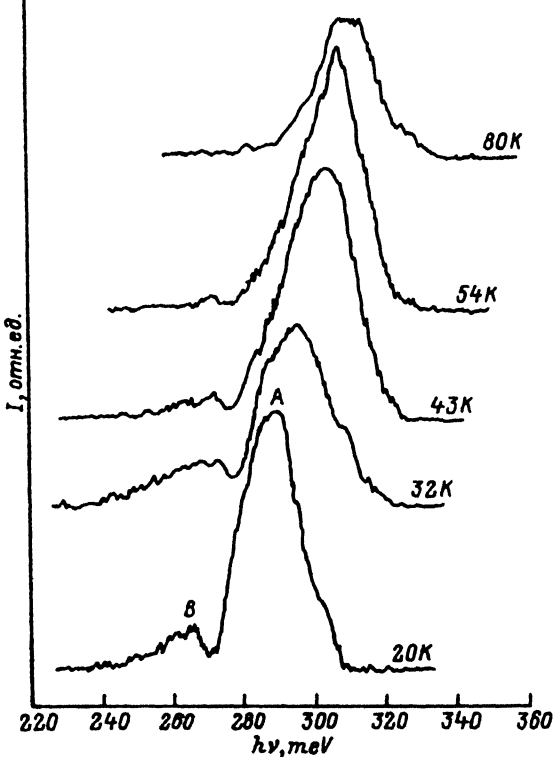
В последнее время узкощелевые твердые растворы, содержащие цинк, такие как $Zn_xHg_{1-x}Te$ и $Zn_xCd_yHg_{1-x-y}Te$ (ЦКРТ), стали предметом активных исследований как альтернативные твердым растворам $Cd_xHg_{1-x}Te$ — основному материалу ИК оптоэлектроники. Одной из причин такого интереса является возможность получения более совершенных материалов с известными электрофизическими свойствами, что связано со стабилизирующим влиянием Zn на слабую химическую связь Hg—Te [1]. Исследования электронных характеристик $Zn_xHg_{1-x}Te$ показали, что основные энергетические параметры этих твердых растворов и $Cd_xHg_{1-x}Te$ весьма близки. В то же время оптические переходы в этих материалах до сих пор практически не изучались [2]. В нашей работе были исследованы спектры низкотемпературной фотолюминесценции (ФЛ) твердых растворов ЦКРТ с $E_g = 240 \div 380$ meV. Показано, что межзонная излучательная рекомбинация в области малых T происходит с участием экситонов, локализованных на флуктуациях состава. Эффекты, связанные с локализацией на флуктуациях состава, до настоящего времени наблюдались лишь в широкозонных полупроводниках II—VI [3–5], что очевидно обусловлено существенно большими значениями энергии связи экситона в кристаллах с большой величиной E_g и, следовательно, лучшими возможностями для наблюдения таких состояний.

В работе исследовались эпитаксиальные слои $Zn_xCd_yHg_{1-x-y}Te$ с различным содержанием цинка и кадмия, полученные методом жидкофазной эпитаксии в закрытой системе. Измерения проводились в температурном интервале $4.2 \div 200$ К. Источником возбуждения служил твердотельный лазер на основе Nd:YAG. Излучение от образца регистрировалось с помощью охлаждаемого InSb-фотоприемника. Изменение температуры контролировалось с помощью полупроводникового термоматчика.

Наиболее характерные спектры ФЛ эпитаксиальных слоев ЦКРТ при различных температурах приведены на рис. 1. Они имеют вид, типичный для большинства соединений II—VI, и состоят из двух полос — межзонной A и примесной B [6].

На рис. 2 представлены зависимости положения максимума и полуширины межзонной полосы излучения от температуры для слоев с различным содержанием цинка и кадмия. Следует отметить, что эти зависимости для образцов разного типа проводимости совпадают в пределах точности эксперимента. На этих

рис. 1. Спектры фотолюминесценции образца р-типа проводимости $Zn_{0.18}Cd_{0.07}Hg_{0.75}Te$ при различных температурах.



зависимостях можно выделить два характерных участка, имеющих разные наклоны. При температурах, больших T_0 , положение максимума полосы излучения зависит от температуры линейно, а скорость его смещения близка к dE_g/dT , рассчитанной для твердых растворов ЦКРТ согласно [7]. Это свидетельствует о межзонном характере люминесценции в данном температурном интервале. В низкотемпературной области ($T < T_0$) положение максимума смещается в сторону больших энергий также линейно, но скорость этого смещения dE_m/dT существенно больше dE_g/dT . Очевидно, что причиной такого поведения $E_m(T)$ является изменение характера излучательной рекомбинации при $T < T_0$. Сравнительно небольшая концентрация мелких примесных цент-

ров ($\sim 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$), с одной стороны, и значительная ширина полосы излучения ($\sim 10 \text{ meV}$) — с другой, дают нам основания полагать, что при низких температурах основной канал излучательной рекомбинации связан с носителями заряда, локализованными в хвостах плотности состояний, образованных флуктуациями состава.

Как следует из рис. 2, с повышением количества Zn в слое (при постоянном содержании Cd) величина отсечки Δ увеличивается. Это легко понять, если вспомнить, что с ростом концентрации замещающих атомов соответственно растут флуктуации в твердом растворе, что в свою очередь приводит к увеличению масштаба спада хвоста плотности состояний. Вследствие этого рекомбинация носителей заряда может происходить из более глубоких состояний в хвосте.

Из рис. 2 также видно, что для образцов с одинаковым содержанием кадмия величина T_0 составляет $\sim 60 \text{ K}$ и не зависит от содержания цинка. С ростом концентрации кадмия в твердом растворе изменение наклона происходит при более низких температурах (рис. 2, в). Можно предположить, это связано с тем, что в образце с большим содержанием Cd электрон-фононное взаимодействие слабее (что видно по полуширине линии) и, следовательно, излучательная рекомбинация локализованных носителей заряда происходит быстрее. В результате носители за время жизни релаксируют по энергии на меньшую глубину хвоста и соответственно требуется меньшая температура для их делокализации.

Для нахождения величины хвоста плотности состояний можно воспользоваться соотношением, полученным в [8] и связывающим масштаб спада хвоста E_0 с положением максимума полосы излучения E_m , отсчитанным от края подвижности

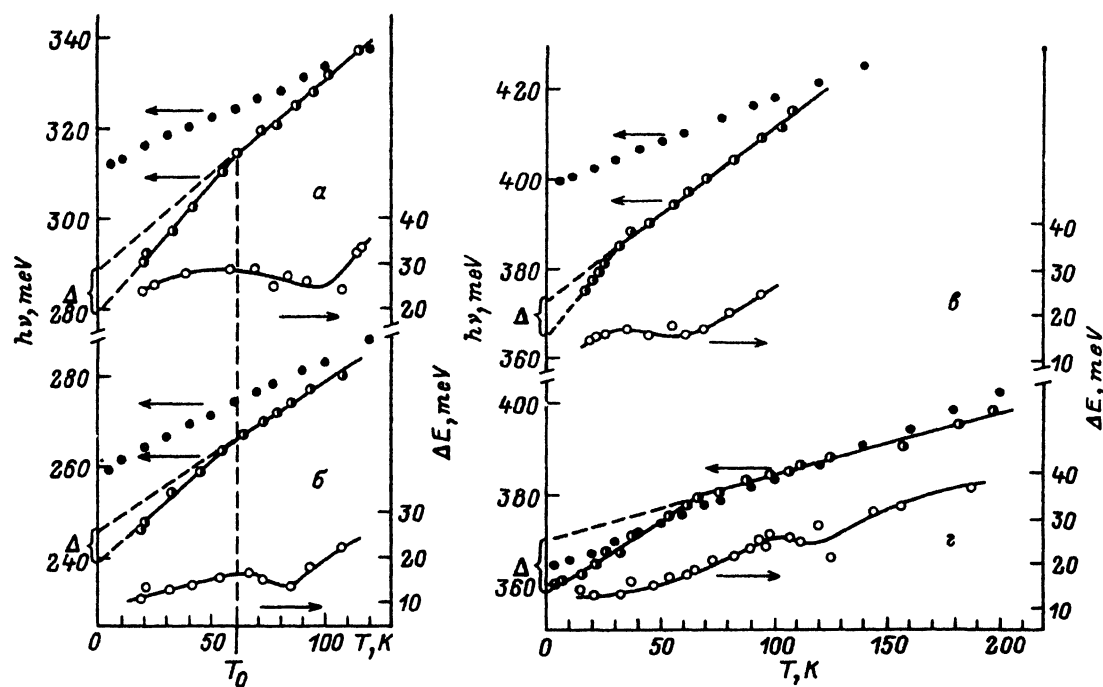


Рис. 2. Зависимость положения максимума полосы излучения Δ и ее полуширины ΔE от температуры твердых растворов $\text{Zn}_x\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-x-y}\text{Te}$. $a - x = 0.18, y = 0.07$; $b - x = 0.16, y = 0.07$; $c - x = 0.18, y = 0.12$; $z - x = 0.20, y = 0.07$. Светлые кружки — $\Delta E(T)$, окрашенные наполовину — $E_m(T)$, темные — теоретический расчет $E_g(x, y, T)$.

$$E_m \approx E_0 \ln \left\{ \left(\frac{\pi}{6} \right) g_0 E_0 a^3 \ln^3 (\omega_0 \tau_0) \right\}, \quad (1)$$

где τ_0 — время излучательной рекомбинации, ω_0 — предельная фононная частота, a — радиус локализации дырки, g_0 — предэкспоненциальный множитель плотности локализованных состояний. Величину E_m найдем, вычитая из значения положения максимума ФЛ, отсчитанного от края зоны при $T = 0$, энергию связи основного состояния экситона $E_{ex} = e^4 \mu_{cx} / 2\hbar^2 e^2$, где $\mu_{cx}^{-1} = m_e^{-1} + m_h^{-1}$ — приведенная масса экситона, ϵ — диэлектрическая постоянная.

Известно [9], что в твердом растворе масштаб спада хвоста плотности состояний определяется эффективной массой носителя заряда на дне зоны, из состояний которой он формируется, величиной параметра взаимодействия между носителем заряда и примесным атомом α , а также средней концентрацией атомов замещающей примеси x . Следовательно, поскольку для изучаемых материалов $m_e/m_h \ll 1$, а $\alpha_e/\alpha_h \gg 1$, то, как показывает оценка, хвост плотности состояний становится наблюдаемым (> 1 meV), если предположить одновременную локализацию электрона и дырки в потенциальных ямах, создаваемых флуктуациями состава. В этом случае параметрами, определяющими величину хвоста, являются $\alpha_{cx} = \alpha_e - \alpha_h \sim \alpha_e$ и $M_{cx} = m_e + m_h \sim m_h$.

Если построить зависимость величины отсечки Δ от функции состава x ($1-x$), она оказывается близкой к квадратичной. Это позволяет утверждать, что в нашей ситуации мы имеем дело с локализацией экситона как целого, что соответствует корневой зависимости от энергии показателя экспоненты плотности состояний. В этом случае масштаб спада хвоста для четвертого твердого раствора можно представить в виде [10]

$$E_0 = \frac{M_{ex}^3 \left[x \left(1 - \frac{x}{1-y} \right) \alpha_1^2 + y \left(1 - \frac{y}{1-x} \right) \alpha_2^2 \right]^2}{cN^{2-6}}, \quad (2)$$

где $\alpha_1 = dE_g/dx$, $\alpha_2 = dE_g/dy$, $c \approx 178$ — численный фактор [9].

Численные значения параметра E_0 для исследованных образцов приведены далее в таблице.

Хвосты плотности состояний в твердых растворах $Zn_xCd_yHg_{1-x-y}Te$

| № п/п | x | y | $x(1-x) + y(1-y)$ | $[x(1-x) + y(1-y)]^2$ | E, meV (при $T = 20$ К) | E_0 , meV (эксп.) формула (1) | E_0 , meV (теор.) формула (2) |
|-------|------|------|-------------------|-----------------------|-------------------------------|--|--|
| 1 | 0.16 | 0.07 | 0.200 | 0.040 | 246 | 1.5 | 3.4 |
| 2 | 0.18 | 0.07 | 0.213 | 0.045 | 290 | 2.1 | 4.0 |
| 3 | 0.20 | 0.07 | 0.225 | 0.051 | 364 | 3.0 | 5.0 |
| 4 | 0.18 | 0.12 | 0.253 | 0.064 | 377 | 1.8 | 4.8 |

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Sher Ard, Chen An-Ban, W. Espiser. J. Vac. Sci. Techn., 3, 105 (1985).
- [2] A. Ravid, A. Sher, A. Zissman. J. Appl. Phys., 68, 3592 (1990).
- [3] H. Mariette, R. Triboulet, V. Marfaing. J. Cryst. Growth., 86, 558 (1988).
- [4] A. Lusson, R. Legros, V. Marfaing, H. Mariette. Sol. St. Commun., 67, 851 (1988).
- [5] A. Lusson, F. Fuchs, V. Marfaing. J. Cryst. Growth., 101, 673 (1990).
- [6] Б. Л. Гельмонт, В. И. Иванов-Омский, В. А. Мальцева, В. А. Смирнов. ФТП, 15, 1109 (1981).
- [7] А. М. Андрухив, В. И. Иванов-Омский, К. Е. Миронов, Д. И. Цыпишка. Письма ЖТФ, 17, 55 (1991).
- [8] А. Г. Абдукадыров, С. Д. Барановский, С. Ю. Вербин, Е. Л. Ивченко, А. Ю. Наумов, А. Р. Резницкий. ЖЭТФ, 98, 2056 (1990).
- [9] С. Д. Барановский, А. Л. Эфрос. ФТП, 12, 2233 (1978).
- [10] А. М. Андрухив, О. А. Гадаев, В. И. Иванов-Омский, К. Е. Миронов, В. А. Смирнов, Ш. У. Юлдашев, Э. И. Цидильковский. ФТП, 26, 1288 (1992).

Редактор Ю. Б. Лянда-Геллер

ФТП, том 27, вып. 2, 1993

ВЛИЯНИЕ ЛЕГИРОВАНИЯ ГАЛЛИЕМ НА СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $Pb_{1-x}Ge_xTe$

Б. А. Акимов, А. В. Албул, И. И. Иванчик,
Л. И. Рябова, Е. И. Слынько, Д. Р. Хохлов

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, 119899, Москва, Россия
(Получено 9.07.1992. Принято к печати 20.07.1992)

В настоящее время известны несколько твердых растворов на базе теллурида свинца, в которых легирование галлием приводит к формированию примесного уровня, стабилизирующего положение уровня Ферми (УФ) внутри запрещенной зоны [1-3]. В $PbTe$ (Ga) этот уровень расположен чуть выше середины запрещенной зоны. Приводимые в литературе значения энергии активации $E_a \sim \sim 130-140$ мэВ получены с использованием соотношения $\rho \sim \exp(E_a/2kT)$ и,