

ЭКСИТОН-ФОНОННАЯ ФОТОЛУМИНЕСЦЕНЦИЯ В ШИРОКОЗОННЫХ СПЛАВАХ $Hg_{1-x}Cd_xTe$

Георгицэ Е. И., Гуцуляк Л. М., Иванов-Омский В. И.,
Погорлецкий В. М., Смирнов В. А.

Приведены результаты исследования фотолуминесцентных свойств широкозонных твердых растворов $Hg_{1-x}Cd_xTe$ ($0.5 \leq x \leq 0.72$) в интервале температур $2 \div 90$ К и магнитных полей до 6 Т. Концентрация носителей в исследованных растворах, измеренная при 77 К, изменялась в пределах $(9 \cdot 10^{14} \div 3 \cdot 10^{18})$ см $^{-3}$. Образцы получены модифицированным методом Бриджмена и имели p -тип проводимости.

Наблюдаемая сложная структура спектров фотолуминесценции растворов $Hg_{1-x}Cd_xTe$ ($0.5 \leq x \leq 0.72$) при 2 К в отсутствие магнитного поля идентифицирована как связанный на глубоком акцепторе ($\epsilon_a \sim 70$ мэВ) экситон и его фоновые реплики. Из спектра фоновых повторений для энергии продольного оптического фонона подрешетки теллурида кадмия получено значение (21 ± 0.2) мэВ. Особенности тонкой структуры бесфононной линии в отсутствие магнитного поля представлены как связанные на акцепторе состояния экситон-фононного комплекса, в которой идентифицированы переходы $(2p_{-1} \rightarrow 1S)$, $(2p_0 \rightarrow 1S)$, $(2S \rightarrow 1S)$, $(2p_{+1} \rightarrow 1S)$ и $(3p_{-1} \rightarrow 1S)$.

Показано, что увеличение ширины бесфононной линии с ростом температуры и магнитного поля подтверждает предположение, что основной вклад в уширение линии фотолуминесценции дают флуктуации состава твердого раствора, межпримесное и электрон-фононное взаимодействия. Определены основные параметры каждого механизма уширения, а также концентрация носителей и степень компенсации. Полученные значения согласуются с результатами электрических измерений.

Показано, что в магнитном поле при 4.2 К интенсивность интегральной фотолуминесценции экситонной линии уменьшается в области слабых полей до 3 Т и растет в сильном поле. Предложен механизм, с помощью которого объясняются наблюдаемые особенности.

Введение. Твердые растворы $Hg_{1-x}Cd_xTe$ как базовый материал для создания приемников инфракрасного излучения наиболее интенсивно изучались для области составов $x \sim 0.2$ ($\lambda \sim 10$ мкм) и $x \sim 0.3$ ($\lambda \sim 3 \div 5$ мкм).

Однако в последнее время большое внимание уделяется и более широкозонным материалам. Эффективным способом исследования особенностей энергетического спектра примесных и собственных дефектов полупроводников является фотолуминесценция. Учитывая, что с увеличением ширины запрещенной зоны в $Hg_{1-x}Cd_xTe$ увеличивается вклад излучательных оптических переходов по сравнению с процессами оже-рекомбинации, в этих материалах облегчается наблюдение тонких эффектов, обусловленных связанными состояниями. Впервые о наблюдении связанных состояний как в узкозонных, так и в широкозонных сплавах $Hg_{1-x}Cd_xTe$ сообщалось в работах [1-5]. Исследование спектров фотолуминесценции в магнитном поле позволило более детально изучить связанные экситонные состояния в относительно узкозонных ($x \sim 0.3$) сплавах $Hg_{1-x}Cd_xTe$ [2, 3, 24].

С учетом сказанного выше большой интерес представляет изучение особенностей спектров излучательной рекомбинации широкозонных сплавов $Hg_{1-x}Cd_xTe$ в магнитном поле при низких температурах.

В настоящей работе сообщается об исследовании фотолуминесцентных свойств сплавов $Hg_{1-x}Cd_xTe$ ($0.5 \leq x \leq 0.72$) в интервале температур $2 \div 90$ К и магнитных полей до 6 Т и связи спектров излучательной рекомбинации с параметрами локальных центров.

1. Методика измерений и экспериментальные результаты

Измерения фотолюминесценции проводились на монокристаллах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($0.5 \leq x \leq 0.72$), выращенных модифицированным методом Бриджмена. Состав контролировался рентгеноструктурным анализом. Исследованные образцы компенсированы и обладали p -типом проводимости. Концентрация носителей, определенная из электрических измерений при 77 К, изменялась в пределах

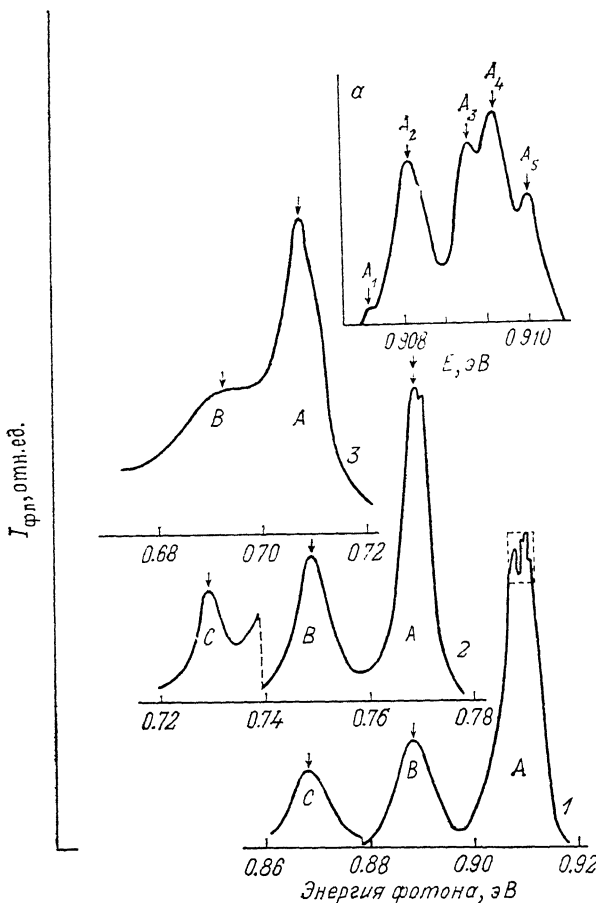


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции сплавов $\text{Hg}_{0.31}\text{Cd}_{0.69}\text{Te}$ (1), $\text{Hg}_{0.33}\text{Cd}_{0.67}\text{Te}$ (2) и $\text{Hg}_{0.43}\text{Cd}_{0.57}\text{Te}$ (3) при 2 К в отсутствие магнитного поля.

На вставке — участок спектра фотолюминесценции сплава $\text{Hg}_{0.31}\text{Cd}_{0.69}\text{Te}$ при 2 К.

$9 \cdot 10^{14} \div 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Перед измерениями образцы подвергались механической полировке с последующим травлением в полирующем травителе. Для наблюдения фотолюминесценции возбуждение неравновесных носителей осуществлялось с помощью твердотельного лазера Nd : YAG, мощность которого при работе в непрерывном режиме составляла ~ 0.5 Вт. Падающее на образец излучение модулировалось с частотой 700 Гц. Излучение от образца с помощью оптической системы вводилось в монохроматор типа МДР-2, на выходе которого регистрировалось с помощью фотоприемника на основе сульфида свинца. Спектральное разрешение оптической системы было не хуже 0.2 мэВ. Магнитное поле создавалось с помощью сверхпроводящего соленоида. Поле изменялось в пределах до 6 Т. Измерения были проведены в геометрии Фарадея.

В результате исследований получены сложные спектры фотолюминесценции, представленные на рис. 1 для тех образцов, отличающихся по составу при 2 К в отсутствие магнитного поля. В образцах $\text{Hg}_{0.31}\text{Cd}_{0.69}\text{Te}$ (кривая 1) и

$\text{Hg}_{0.39}\text{Cd}_{0.61}\text{Te}$ (кривая 2) в спектрах фотолюминесценции наблюдаются три линии излучения, обозначенные *A*, *B* и *C*, в образце $\text{Hg}_{0.43}\text{Cd}_{0.57}\text{Te}$ (кривая 3) — две линии: *A* и *B*.

Экспериментально определенное энергетическое расстояние между соседними линиями для всех образцов оказалось одинаковым и при данной температуре составляет величину (21 ± 0.2) мэВ. На этом же рисунке обращает на себя внимание тонкая структура линии *A* для кривых 1 и 2, которая постепенно исчезает с уменьшением ширины запрещенной зоны

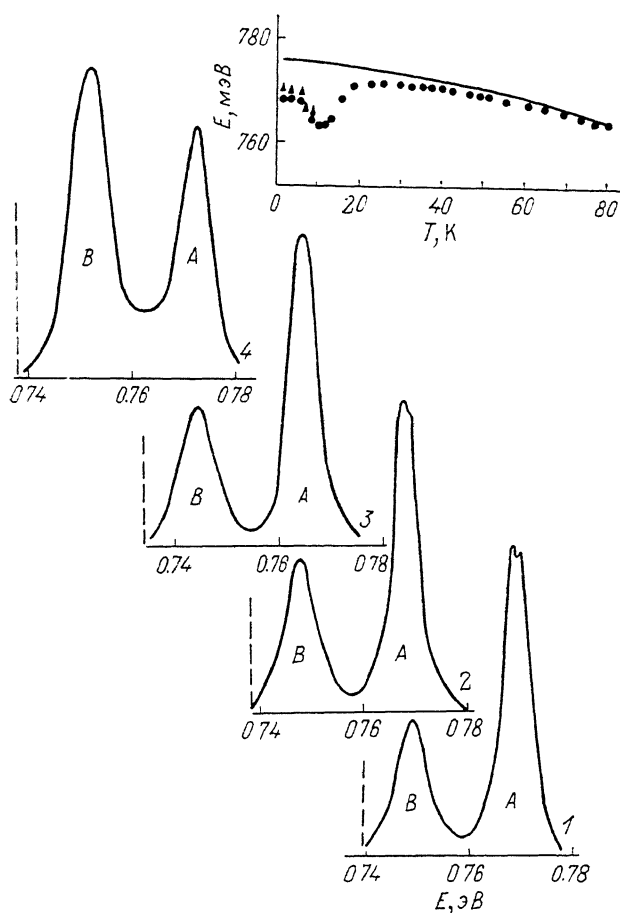


Рис. 2. Температурная трансформация спектра фотолюминесценции сплава $\text{Hg}_{0.39}\text{Cd}_{0.61}\text{Te}$ в отсутствие магнитного поля.

T, К: 1, 2 — 5, 3 — 9, 4 — 19. На вставке точками обозначено температурное смещение дублета (*A*), сплошной линией — теоретическое изменение ширины запрещенной зоны.

(кривая 3) с одновременным исчезновением в спектрах фотолюминесценции излучательной полосы *C*. Тонкая структура линии *A*, к примеру, для состава $\text{Hg}_{0.31}\text{Cd}_{0.69}\text{Te}$ выделена на вставке к рис. 1. Как видно, в излучательной полосе *A* можно выделить пять отдельных компонент, условно обозначенных A_1 , A_2 , A_3 , A_4 , A_5 .

Исследования зависимости интенсивности фотолюминесценции полосы *A* от уровня возбуждения для всех представленных образцов показали, что функция $J_{\text{ФЛ}} \sim J_{\text{ВЗ}}^2$ носит суперлинейный характер. В частности, для состава $\text{Hg}_{0.31}\text{Cd}_{0.69}\text{Te}$ (кривая 1) эта зависимость почти квадратичная, т. е. $J_{\text{ФЛ}} \sim J_{\text{ВЗ}}^2$. Аналогично поведение полос *B* и *C* в зависимости от уровня возбуждения. Показатель α функции $J_{\text{ФЛ}} \sim J_{\text{ВЗ}}^\alpha$ для этих полос принимает близкое значение к α , полученное для полосы *A*. С увеличением содержания кадмия в расплаве полуширина спектральных линий увеличивается. Однако при этом отношение интенсивности излучательных полос *A* и *B* остается для каждого из образцов

практически неизменным, а именно при 2 К интенсивность полосы A почти в 2 раза больше интенсивности излучательной полосы B .

На рис. 2 представлены спектры фотолюминесценции для состава $\text{Hg}_{0.39}\text{Cd}_{0.61}\text{Te}$ при разных температурах в отсутствие магнитного поля. Видно, что с увеличением температуры происходит трансформация спектров фотолюминесценции, исчезает тонкая структура высокоэнергетической полосы A , происходит температурное смещение и изменяется отношение интенсивностей

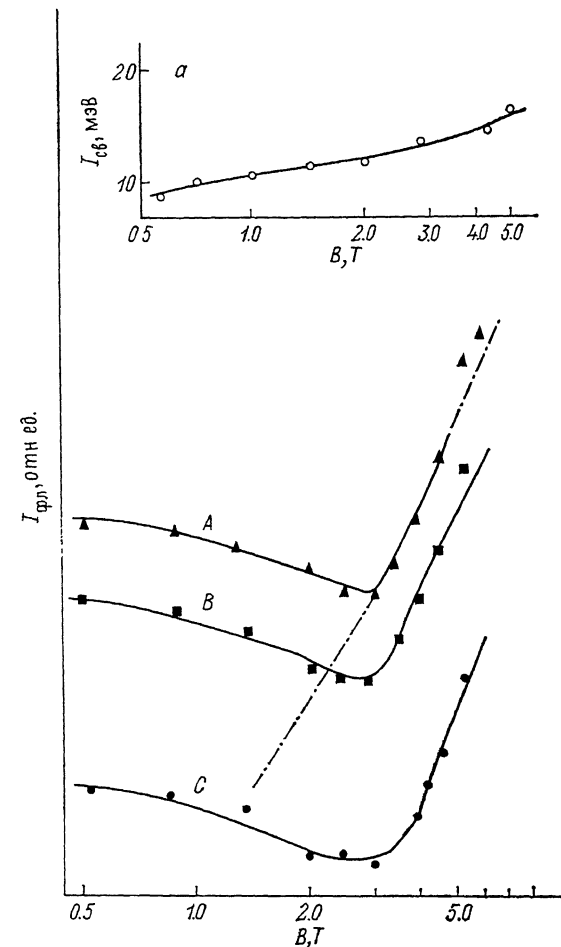


Рис. 3. Зависимость интегральной интенсивности фотолюминесценции в линиях A (1), B (2) и C (3) от магнитного поля для $\text{Hg}_{0.39}\text{Cd}_{0.61}\text{Te}$ при 4.2 К.

Штрих-пунктир — расчет согласно формуле (2). На вставке — зависимость энергии связи экситона ($I_{\text{св}}$) от напряженности магнитного поля для $\text{Hg}_{0.39}\text{Cd}_{0.61}\text{Te}$ при 4.2 К.

полос A и B , в частности при 2 К отношение интенсивностей полос B и A для этого состава равно 0.5, в то время как при 19 К J_B/J_A равно 1.5. На вставке к этому рисунку представлена температурная зависимость положения максимумов полосы A . Сплошная кривая на вставке — температурная зависимость ширины запрещенной зоны, вычисленной по данным работы [5]. На экспериментальной зависимости энергетического положения максимума полосы A от температуры наблюдается в интервале 2–10 К смещение дублета в длинноволновую область спектра, а после разрушения дублета основная полоса A следует за перемещением с температуры зоны. Аналогичная особенность для составов, обогащенных кадмием, наблюдалась ранее в работах [4, 7, 9], однако в нашем эксперименте температурное смещение отдельных компонент этой структуры было разрешено хуже.

Магнитное поле перестраивает энергетический спектр носителей, что про-

является в трансформации соответствующих спектров фотолюминесценции. При включении магнитного поля при гелиевых температурах все наблюдаемые линии смещаются в сторону больших энергий, их ход хорошо описывается ходом уровней Ландау для электронов в магнитном поле. На рис. 3 представлены экспериментальные результаты зависимости интегральной интенсивности фотолюминесценции отдельных полос A , B и C от магнитного поля при 4.2 К. Видно, что с ростом напряженности магнитного поля интегральная интенсивность наблюдаемых полос в полях до 3 Т сначала монотонно уменьшается, а в более сильных полях наблюдается ее быстрый рост.

Экспериментально обнаружено, что с увеличением температуры полуширина наблюдаемых линий фотолюминесценции немонотонно растет, также наблюдается уширение линий и в магнитном поле при данной температуре.

Анализ описанных выше экспериментальных результатов по исследованию фотолюминесцентных свойств широкощелевых растворов $Hg_{1-x}Cd_xTe$ и их физическая интерпретация приводятся в следующем разделе настоящей работы.

2. Обсуждение экспериментальных результатов

2.1. Природа линий фотолюминесценции. Совокупность экспериментальных данных, полученных при исследовании фотолюминесценции, зависимости интенсивности излучения от уровня возбуждения, напряженности магнитного поля и температуры, а также сравнение с результатами других авторов [3, 4, 7, 9] позволили интерпретировать наблюдаемые полосы излучения широкощелевых твердых растворов $Hg_{1-x}Cd_xTe$. Из данных, представленных на рис. 1, видно, что энергия высокоэнергетической полосы фотолюминесценции на 5–6 мэВ меньше ширины запрещенной зоны. Суперлинейная зависимость интегральной интенсивности фотолюминесценции при 2 К от уровня возбуждения позволяет считать, что эта линия обусловлена рекомбинацией связанного на нейтральном акцепторе экситона, а остальные две полосы энергетически эквидистантны и являются ее фоновыми повторениями. Эксперименты показывают, что энергетическое расстояние между соседними линиями в широкозонных материалах $Hg_{1-x}Cd_xTe$ практически не зависит от содержания ртути. Расстояние между наблюдаемыми линиями фотолюминесценции, как видно из представленных на рис. 1 данных, соответствует энергии продольного оптического фонона кадмиевой подрешетки [$\hbar\omega_{Lo} = (21 \pm 0.2)$ мэВ]. Этот вывод подтверждает, что в сплавах, обогащенных кадмием, электрон-фононное взаимодействие обусловлено в основном продольными оптическими фононами кадмиевой подрешетки, в то время как продольные оптические фононы подрешетки ртути во взаимодействии не проявляются. Анализируя полученные нами экспериментальные результаты и учитывая расчеты, проведенные в работе [8], можно предположить, что особенности спектров фотолюминесценции связаны с излучательной рекомбинацией экситон-примесного комплекса и его фоновыми повторениями. Центр, на котором связан экситон, скорее всего, является акцептором. При этом акцептор не может быть заряжен, так как вследствие большого отношения эффективных масс дырки и электрона боровский радиус электрона ($a_B^* \sim 2.05 \cdot 10^{-6}$ см) велик по сравнению с боровским радиусом дырки ($a_B^* \sim 2.15 \cdot 10^{-7}$ см), а электрон воспринимает дырку, связанную на акцепторе, как нейтральную систему. Следовательно, полоса A в наблюдаемых спектрах фотолюминесценции материалов $Hg_{1-x}Cd_xTe$ обязана своим происхождением экситону, связанному на нейтральном акцепторе. Считая акцептор глубоким, т. е. водородоподобным центром, можно оценить по энергии связи экситона глубину залегания акцептора. Используя известное выражение $E_{св} \sim 0.055 E_g$, для энергии связи акцептора получим $E_a \sim 70$ мэВ, что согласуется с результатами, полученными ранее [2].

Результаты, представленные на рис. 3, свидетельствуют о том, что на зависимости интегральной интенсивности излучения от напряженности магнитного поля можно выделить две области. В первой области магнитного поля до 3 Т интенсивность излучения наблюдаемых в спектре трех линий уменьшается с увеличением напряженности магнитного поля. В рамках рассмотренной в работе [10] модели вероятность излучательной рекомбинации связанного экситона определяется выражением

$$P_L \sim \frac{A}{f^{3/2}} \lambda_0^2, \quad (1)$$

где A — константа, не зависящая от магнитного поля, I — абсолютная величина энергии связи экситона, зависящая от магнитного поля, $\lambda_0^2 \sim \ln^2(H/H_B)$, $H_B = \hbar c / ea_B^2$ — напряженность магнитного поля, при которой магнитная длина становится равной боровскому радиусу экситона. Как видно из рис. 3 (см. вставку), энергия связи экситона, определенная по методике [1⁶], растет с увеличением напряженности магнитного поля, следовательно, вероятность излучательной рекомбинации и интенсивность фотolumинесценции в этой области магнитных полей уменьшаются. В области магнитных полей выше 3 Т интенсивность фотolumинесценции связанных экситонов резко возрастает с увеличением напряженности магнитного поля. В этом интервале магнитных полей эксперимент свидетельствует о том, что $J_{\text{ФЛ}} \sim H^{3.2}$. Наблюдаемая в эксперименте зависимость интенсивности фотolumинесценции от напряженности магнитного поля не объясняется моделью работы [1⁰], в рамках которой предполагается корневой рост вероятности излучения.

Расчет зависимости интегральной интенсивности фотolumинесценции от напряженности магнитного поля для состава $\text{Hg}_{0.39}\text{Cd}_{0.61}\text{Te}$ при 4.2 К выполнен ¹ в рамках экситон-фононной модели рекомбинации. Для вероятности излучения можно записать следующее выражение:

$$P'_L \sim A_0(\hbar\omega_c + I)^3, \quad (2)$$

где A_0 — константа, слабо зависящая или практически не зависящая от поля в условиях, когда магнитная длина сравнима с боровским радиусом экситона. Это условие выполняется для исследуемых составов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$. Используя математическое выражение (2), мы рассчитали зависимость интегральной интенсивности фотolumинесценции от магнитного поля. Результаты расчета представлены на рис. 3 (штрих-пунктирная линия). Видно, что получается удовлетворительное согласие теории и эксперимента в данной области магнитных полей.

2.2. *Ширина экситонной линии.* Известно, что в бинарных полупроводниковых соединениях, например таких, как арсенид галлия, фосфид индия [1²] и др., линии излучения связанных экситонов имеют полуширину порядка 0.1 мэВ. Исследования связанных экситонов как в узкозонных [3], так и в широкозонных сплавах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ и результаты данной работы показывают, что полуширина линии экситонного излучения во многом превосходит значения полуширины полосы рекомбинации для бинарных соединений. Можно полагать, что основной вклад в полуширину экситонной линии вносят флуктуации состава раствора $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, межпримесное взаимодействие и электрон-фононное взаимодействие. Таким образом, в нашем случае для растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ полуширина экситонной линии в общем виде может быть записана как

$$\Gamma = \Gamma_0(x) + \Gamma_0(N_i) + \Gamma_\phi(T), \quad (3)$$

где $\Gamma_0(x)$ — уширение, обусловленное флуктуациями состава твердого раствора, $\Gamma_0(N_i)$ — уширение, обусловленное межпримесным взаимодействием, $\Gamma_\phi(T)$ — уширение, обусловленное взаимодействием с продольным оптическим фононом.

Экспериментальные результаты зависимости полуширины экситонной линии от температуры на примере образца состава $\text{Hg}_{0.39}\text{Cd}_{0.61}\text{Te}$ в отсутствие магнитного поля представлены на рис. 4. Из представленных на этом рисунке результатов видно, что с увеличением температуры наблюдается немонотонный рост полуширины экситонной линии фотolumинесценции. Проанализируем вклад в полуширину линии фотolumинесценции каждой из составляющих, представленных в выражении (3). Уширение экситонной линии, связанное с флуктуациями состава раствора, рассмотрено в работе [1³]. Данное уширение определяется формулой

¹ Расчет выполнен В. А. Харченко.

$$\Gamma_0(x) = \frac{1}{178} \frac{\alpha^4 x^2 (1-x)^2 m^{*3}}{\hbar^6 N^2}, \quad (4)$$

где $\alpha \, d\varepsilon_r/dx$ — скорость изменения края зоны с составом x , для обсуждаемого сплава принимаем, что $\alpha \sim 1.8$ эВ, m^* — эффективная масса носителей в зоне, N — число атомов при данном содержании кадмия в единице объема. Расчеты по этой формуле для двух, к примеру, сплавов $\text{Hg}_{0.31}\text{Cd}_{0.69}\text{Te}$ и $\text{Hg}_{0.39}\text{Cd}_{0.61}\text{Te}$ дают следующие результаты: 5.8 и 4.38 мэВ соответственно. Уровень $\Gamma_0(x)$ для раствора $\text{Hg}_{0.39}\text{Cd}_{0.61}\text{Te}$ указан на рис. 4.

Известно [11, 14, 16], что при низких температурах существенный вклад в полуширины вносит межпримесное взаимодействие. Экспериментально вклад

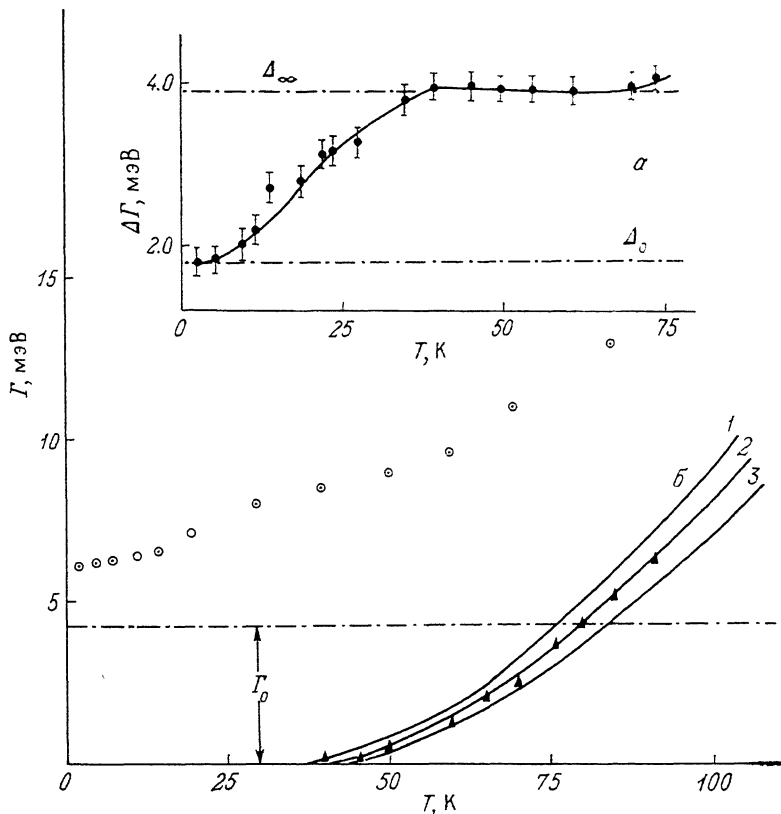


Рис. 4. Зависимость полуширины линии А для сплава $\text{Hg}_{0.39}\text{Cd}_{0.61}\text{Te}$ от температуры. Точки — экспериментальные результаты. а — изменение полуширины линии (А) сплава $\text{Hg}_{0.39}\text{Cd}_{0.61}\text{Te}$, обусловленное межпримесным взаимодействием; б — изменение полуширины линии А для $\text{Hg}_{0.39}\text{Cd}_{0.61}\text{Te}$, обусловленное электрон-фононным взаимодействием. Сплошные линии — расчет по формуле (7). $\alpha_{\text{Ф}}$: 1 — 4.5, 2 — 3.9, 3 — 3.3; треугольники — экспериментальные точки.

этого механизма можно определить, считая, что при низких температурах вклад фононного взаимодействия несуществен, поэтому из экспериментального значения ширины линии при данной температуре нужно вычесть величину $\Gamma_0(x)$. Данные, полученные в результате указанной процедуры, представлены на рис. 4 (см. вставку, а). Полученные результаты подтверждают наличие на температурной зависимости полуширины двух участков (низкотемпературной и высокотемпературной) с постоянной полушириной спектральной линии. Наличие двух участков с постоянной полушириной линии свидетельствует о том, что в сплавах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ в измеренном интервале температур распределение носителей по примесям изменяется от коррелированного до случайного. Проблема перехода от коррелированного к некоррелированному распределению и вклад этого перехода в ширину линии впервые на примере арсенида галлия рассмотрены в работе [15]. В эксперименте Δ_0 — низкотемпературное плато, Δ_∞ — высокотемпературное плато в температурной зависимости полуширины линии.

В соответствии с данными работы [15], зная температуру из эксперимента (T_k) — перехода от коррелированного к случайному распределению примесей, можно оценить их концентрацию по формуле

$$N_i = \left(\frac{T_k k_B \epsilon_0}{e^2} \right)^3, \quad (5)$$

где k_B — постоянная Больцмана, ϵ_0 — статическая диэлектрическая проницаемость, e — заряд электрона. В нашем эксперименте, как следует из данных, представленных на рис. 4, для $T_k \sim 12$ К, тогда формула (5) для концентрации примеси дает значение $1.2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Отношение (Δ_∞ / Δ_0) в условиях квадрупольного уширения зависит от степени компенсации образца. Используя график из работы [14], можно определить степень компенсации, что в нашем случае принимает значение ~ 0.7 . Полученные данные для концентрации $1.2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$

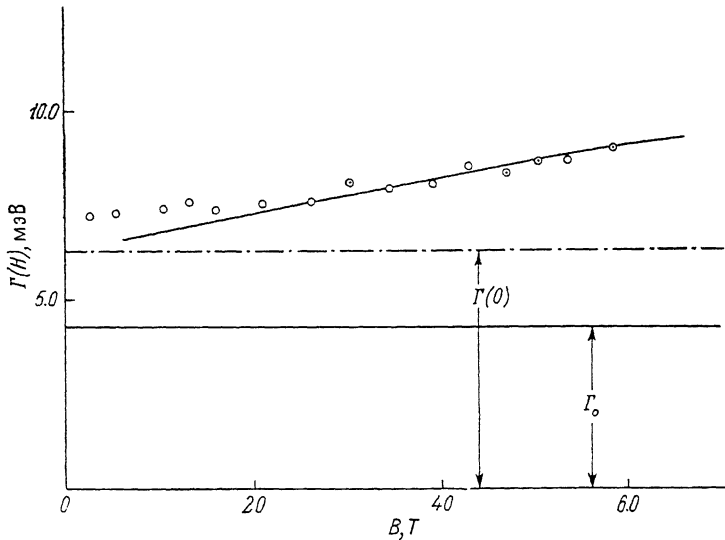


Рис. 5. Зависимость полуширины линии A сплава $\text{Hg}_{0.39}\text{Cd}_{0.61}\text{Te}$ от магнитного поля при 4.2 К. Точки — эксперименты, сплошная линия — расчет по формуле (8).

находятся в удовлетворительном согласии с данными электрических измерений ($N_A - N_D \sim 9.6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$). Считаем, что использованная выше процедура позволяет определить концентрацию носителей спектроскопическим методом.

В дальнейшем выражение (3) позволяет, зная экспериментальное значение полуширины спектральной линии излучения, определить вклад в ширину линии составляющей, связанной с электрон-фононным взаимодействием. На вставке, б к рис. 4 представлены результаты зависимости вклада в уширение за счет фононного взаимодействия. Из представленных результатов видно, что фононное взаимодействие вносит существенный вклад в уширение линии, начиная с температуры 40 К. Уширение линий происходит пропорционально увеличению числа заполнений. В соответствии с данными работы [16] фононное уширение можно определять формулой

$$\Gamma_\phi(T) = A_\phi N_q(T), \quad (6)$$

где

$$A_\phi = \alpha_\phi \hbar \omega_{LO},$$

α_ϕ — фреilihовская константа связи, $\hbar \omega_{LO}$ — энергия продольного оптического фонона подрешетки кадмия, для которой из спектра фононных повторений и температурной зависимости полуширины получили значение (21 ± 0.2) мэВ:

$$N_q(T) = \left[\exp \left(\frac{\hbar \omega_{LO}}{k_B T} \right) - 1 \right]^{-1}$$

— функция заполнения состояний LO -фоонов. Тогда для фоонного уширения получим

$$\Gamma_{\Phi}(T) = \alpha_{\Phi} \hbar \omega_{LO} \left[\exp\left(\frac{\hbar \omega_{LO}}{k_B T}\right) - 1 \right]^{-1}. \quad (7)$$

Расчеты, выполненные в соответствии с формулой (7), как видно из представленных на этом рисунке результатов, удовлетворительно согласуются с экспериментом для $\alpha_{\Phi} \sim 3.9$ (α_{Φ} в этом случае служил подгоночным параметром). Видно, что при этом α_{Φ} оказывается существенно больше фрелиховской константы электрон-фоонного (для исследованных сплавов $Hg_{0.31}Cd_{0.69}Te$ и $Hg_{0.39}Cd_{0.61}Te$ $\alpha_{\Phi}^e = 0.22$, $\alpha_{\Phi}^h = 0.23$ соответственно) или фоон-дырочного взаимодействия ($\alpha_{\Phi}^d \sim 0.7$). Аналогичную ситуацию наблюдали авторы для теллурида кадмия [17].

Давные о влиянии магнитного поля на полуширину экситонной линии для состава $Hg_{0.39}Cd_{0.61}Te$ при температуре 4.2 К представлены на рис. 5. На этом рисунке точки — экспериментальные данные, а сплошная линия — расчет, выполненный в соответствии с моделью работы [18]. Из представленных на рис. 5 результатов следует, что с увеличением напряженности магнитного поля полуширина линии излучательной рекомбинации растет. В силу того что вклад в ширину линии фотолюминесценции вносят и флуктуации состава твердого раствора $Hg_{1-x}Cd_xTe$, согласно [18], уширение линии в магнитном поле обусловлено в основном флуктуациями состава. Флуктуационный потенциал действует на электрон и дырку, связанные в экситон. Связанные в экситон электрон и дырка усредняют флуктуации с масштабом, меньшим их характерной области внутреннего движения, поэтому на экситон как целое действует сглаженный потенциал. С ростом напряженности магнитного поля, согласно [18], это сглаживание становится все менее существенным, поскольку уменьшается размер экситона, при этом средний квадрат потенциала, действующего на экситон, растет, следовательно, растет и ширина экситонной линии. Увеличение трансляционной массы экситона в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, также способствует уширению линии излучения. Эти причины учтены при выводе формулы уширения линии в магнитном поле [18]. Изменение ширины линии в магнитном поле для состава $Hg_{0.39}Cd_{0.61}Te$ при 4.2 К нами определялось по формуле

$$\Gamma(H) = \left(\frac{\alpha_e^2 x (1-x)^{1/2}}{4N a_B \lambda^2} \right)^{1/2}, \quad (8)$$

a_B — продольный размер экситона, λ — магнитная длина. Как видно из представленных на рис. 5 данных, в магнитных полях выше 2 Т формула (8) дает удовлетворительное согласие с экспериментом. В слабых полях наблюдается отклонение от расчетной кривой. Для расчета уширения экситонной линии в магнитном поле состава $Hg_{0.39}Cd_{0.61}Te$ использованы следующие параметры: $\alpha_e = 1.8$ эВ [18], $N = 1.47 \cdot 10^{22}$ см $^{-3}$.

2.3. Тонкая структура бесфоонной линии. На вставке к рис. 1 представлена тонкая структура бесфоонной линии для раствора $Hg_{0.31}Cd_{0.69}Te$ при температуре 2 К в отсутствие магнитного поля. В расщепленном спектре данной линии наблюдаются следующие элементы тонкой структуры: 907, 908.2, 909.6, 910.2 и 911.0 мэВ. С уменьшением содержания кадмия в растворе, как следует из представленных на рис. 1 экспериментов, тонкая структура исчезает. Дискретная структура бесфоонной линии связанного экситона может быть объяснена возникновением так называемых диэлектрических мод, возникающих в результате образования связанного состояния экситон-фоонного комплекса на нейтральном акцепторе [22]. Оценим энергию связи этого комплекса.

В случае исследованных нами составов $Hg_{1-x}Cd_xTe$ при 2 К в отсутствие магнитного поля $\langle N \rangle \sim J_B / J_A \sim 1/2$ (J_B — интенсивность фоонной линии, J_A — интенсивность бесфоонной компоненты). Следовательно, следуя теории [6, 19, 20, 23], связанные состояния в одинаковой мере содержат как бесфоонные, так и однофоонные состояния. Такие состояния называются гибридными, для которых энергия связи в непосредственной близости к резонансу может быть оценена по формуле

где b_r — постоянный фактор, определяющий положение уровней, для низших уровней $b_r \sim 0.1$, $\hbar \omega_{LO}$ — энергия продольного оптического фонона кадмиевой подрешетки в растворе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, ϵ_0 , ϵ_{∞} — статическая и высокочастотная диэлектрические постоянные, принимающие значения для $\text{Hg}_{0.31}\text{Cd}_{0.69}\text{Te}$ $\epsilon_0 = 15.7$, $\epsilon_{\infty} = 9.5$, а для $\text{Hg}_{0.39}\text{Cd}_{0.61}\text{Te}$ $\epsilon_0 = 16.3$, $\epsilon_{\infty} = 10.3$. Расчет по формуле (9) дает для энергии связи экситон-фононного комплекса 1.3 и 1.2 мэВ для сплавов $\text{Hg}_{0.31}\text{Cd}_{0.69}\text{Te}$ и $\text{Hg}_{0.39}\text{Cd}_{0.61}\text{Te}$ соответственно, что близко совпадает с данными для CdS , с близким к широкозонным составом $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ значением фрелиховской константы связи $\alpha_{\text{Ф}} \sim 0.7$.

Спектр связанного на нейтральном акцепторе экситон-фононного комплекса можно рассчитать по формулам (4, 6, 8) работы [22], если известен спектр возбужденных состояний акцептора. Последнее, как известно, представляет собой некую проблему, которую можно решить, если воспользоваться экспериментальным значением для энергии основного состояния акцептора $\epsilon_a \sim 70$ мэВ и предположить, что структура возбужденных состояний такая же, как для мелких акцепторов в германии [21]. С учетом известной энергетической диаграммы [21] для энергий связанных состояний, рассчитанных по формулам [22], получили следующие значения: $\epsilon_1 (2p_{-1} \rightarrow 1S) = 909.88$, $\epsilon_2 (2S_0 \rightarrow 1S) = 906.9$, $\epsilon_3 (2p_0 \rightarrow 1S) = 908.2$, $\epsilon_4 (2p_{+1} \rightarrow 1S) = 907.8$, $\epsilon_5 (3p_{-1} \rightarrow 1S) = 907.6$, $\epsilon_6 (3S \rightarrow 1S) = 905.6$, $\epsilon_7 (3p_0 \rightarrow 1S) = 907.2$, $\epsilon_8 (3p_{+1} \rightarrow 1S) = 906.2$ мэВ.

В расчетах взяли экспериментально определенную нами из фононных повторений энергию продольного оптического фонона равной (21 ± 0.2) мэВ. Сопоставляя полученные расчетные значения для энергий переходов с экспериментальными, видим, что в тонкой структуре идентифицированы следующие переходы: $(2p_{-1} \rightarrow 1S)$, $(2p_0 \rightarrow 1S)$, $(2S \rightarrow 1S)$, $(2p_{+1} \rightarrow 1S)$, $(3p_{-1} \rightarrow 1S)$. В расчетной диаграмме не вкладывается переход с энергией 911 мэВ, ряд переходов из теоретической сетки не наблюдается в эксперименте. Предполагаем, что переход с энергией 911 мэВ обусловлен локализованными экситонами на флуктуации состава раствора. Наше предположение согласуется с мнениями авторов [9] для более широкозонных растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$.

Таким образом, сложная структура спектров фотолюминесценции широкозонных составов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($0.5 \leq x \leq 0.72$) при температуре 2 К обусловлена связанным на нейтральном акцепторе экситоном и двумя его фононными репликами с энергетическим расстоянием между ними (21 ± 0.2) мэВ, соответствующим энергии продольного оптического фонона кадмиевой подрешетки.

Исследование влияния на полуширины спектральной линии температуры и магнитного поля позволило определить концентрацию носителей и степень компенсации, а также основные параметры электрон-фононного взаимодействия в твердых растворах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$.

Авторы выражают благодарность В. А. Харченко, В. Ф. Мастерову за многочисленные и полезные обсуждения вопросов, затронутых в работе.

Список литературы

- [1] Иванюв-Омский В. И., Курбанов К. Р., Мальцева В. А., Смирнов В. А., Юлдашев Ш. У. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 1. С. 27—29.
- [2] Гельмонт Б. Л., Иванюв-Омский В. И., Мальцева В. А., Смирнов В. А. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 6. С. 1109—1115.
- [3] Иванюв-Омский В. И., Кохановский С. И., Сейсян Р. П., Смирнов В. А., Юлдашев Ш. У. // ФТТ. 1983. Т. 25. В. 3. С. 765—766.
- [4] Lusson A., Legros R., Marfaing Y., Mariette H. // Sol. St. Commun. 1988. V. 67. N 8. P. 851—854.
- [5] Lusson A., Fuchs F., Marfaing Y. // J. Cryst. Growth. 1990. V. 101. P. 673—677.
- [6] Hopfield J. J. // J. Phys. Chem. Sol. 1959. V. 10. N 1. P. 110—119.
- [7] Schilz J., Li D., Fang X., Shen S. // Semicond. Sci. Techn. 1990. V. 5. N 10. P. 1018—1022.
- [8] Toyozawa Y., Hermanson J. C. // Phys. Rev. Lett. 1968. V. 21. P. 1637—1640.
- [9] Legros R., Triboulet R. // J. Cryst. Growth. 1985. V. 72. P. 264—269.
- [10] Харченко В. А. // ЖЭТФ. 1982. Т. 83. В. 5. С. 1971—1977.
- [11] Golubev V. G., Zhilyaev Yu. V., Ivanov-Omskii V. I., Markaryan G. R., Osutin A. V., Chelnokov V. E. // Sov. Phys. Semicond. 1987. V. 21. P. 1074.
- [12] Сейсян Р. П. // Спектроскопия диамагнитных экситонов. М., 1984. С. 272.

- [13] Барановский С. Д., Эфрос А. Л. // ФТП. 1978. Т. 12. В. 11. С. 2233—2237.
- [14] Гельмонт Б. Л., Сейсян Р. П., Эфрос А. Л. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 4. С. 776—781.
- [15] Baranovskii S. D., Gelmont B. L., Golubev V. G., Ivanov-Omskii V. I., Osutin A. V. // JETP Lett. 1987. V. 46. N 10. P. 510.
- [16] Каган Ш. М., Нгуен Ван Лиен // ФТП. 1981. Т. 15. В. 1. С. 44—54.
- [17] Абдулаев М. А., Кохановский С. И., Коцуг О. С., Сейсян Р. П. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 7. С. 1160—1163.
- [18] Райх М. Э. // Автореф. докт. дис. Л., 1990.
- [19] Каган Ш. М., Сурис Р. А. // ЖЭТФ. 1966. Т. 50. В. 6. С. 1279.
- [20] Рашба Э. Н. // Изв. АН СССР. Физика. 1973. Т. 37. С. 619.
- [21] Бир Г. Л., Пикус Г. Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М., 1972. 354 с.
- [22] Reynolds D. C., Litton C. W., Collins T. C. // Phys. Rev. B. 1971. V. 4. N 6. P. 1868—1872.
- [23] Dean P. J., Manchon D. P., Hopfield J. J. // Phys. Rev. Lett. 1970. V. 25. P. 1027—1032.
- [24] Ivanov-Omskii V. I., Petroff I. A., Pogorletsy V. M., Smirnov V. A., Tomm J. W., Herman K. H. // Sol. St. Commun. 1990. V. 76. N 9. P. 1159—1164.

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

Получена 18.03.1991
Принята к печати 21.03.1991