

Роль междолинного рассеяния в излучательной рекомбинации твердого раствора $Pb_{1-x}Eu_xTe$ ($0 \leq x \leq 1$)

© Д.А. Пашкеев[¶], И. И. Засавицкий

Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,
119991 Москва, Россия

(Получена 16 июля 2012 г. Принята к печати 13 августа 2012 г.)

Из измерений фотолюминесценции эпитаксиальных слоев твердого раствора $Pb_{1-x}Eu_xTe$ ($0 \leq x \leq 0.32$) было установлено, что с увеличением содержания Eu интенсивность излучения уменьшается и уже для состава $x \approx 0.1$ падает более чем на порядок величины. Для составов $0.2 < x \leq 0.32$ люминесценция не наблюдалась. Это объясняется сменой экстремума в зоне проводимости ($L \rightarrow X$) при $x \approx 0.1$, что приводит к рассеянию неравновесных электронов в X-долину и квантовый выход излучения падает. Как следует из литературных данных, при $x > 0.85$ оптические переходы также происходят с участием X-долины, при этом излучение определяется образованием магнитного полярона. Измерены зависимости ширины запрещенной зоны от температуры для составов $0 \leq x \leq 0.11$. Они имеют широкую линейную область с положительным коэффициентом dE_g/dT , который с увеличением содержания Eu уменьшается и для EuTe становится отрицательным.

1. Введение

Эпитаксиальные слои и гетероструктуры на основе твердых растворов $Pb_{1-x}Eu_xTe$ ($0 \leq x \leq 1$) успешно применяются при разработке оптоэлектронных устройств для инфракрасной области спектра, в частности гетеролазеров [1] и лазеров с вертикальным выводом излучения [2]. В настоящее время существуют несколько работ, посвященных излучательной рекомбинации $Pb_{1-x}Eu_xTe$ для составов $x < 0.1$ в работе [3] и для $x \gtrsim 0.8$ в [4,5]. В работах [6,7] на основе электрических и оптических измерений была рассмотрена возможная схема изменения зонной структуры твердого раствора. В ней предполагается, что уже в области малых составов ($x \approx 0.1$) сказывается сильное влияние локализованных состояний Eu. Такой подход не позволяет полностью описать поведение излучательной рекомбинации, поэтому необходимо более детальное рассмотрение зонной структуры $Pb_{1-x}Eu_xTe$ во всем диапазоне составов $0 \leq x \leq 1$, где крайними соединениями являются PbTe и EuTe.

PbTe является прямозонным диамагнитным полупроводником с узкой шириной запрещенной зоны $E_g \approx 0.2$ эВ [8]. Зона проводимости и валентная зона расположены в одной и той же точке k -пространства, в точке L зоны Бриллюэна. Они вырождены только по спину и почти зеркально отображают друг друга [9,10]. Излучательные переходы происходят между зоной проводимости L_6^- и валентной зоной L_6^+ [11]. Водородоподобные (примесные или экситонные) состояния в материалах типа $A^{IV}B^{VI}$ не наблюдаются из-за высокой диэлектрической проницаемости и малой эффективной массы.

Электронные свойства антиферромагнитного соединения EuTe ($T_N = 9.6$ К) определяются наполовину заполненным атомным уровнем $Eu^{2+} 4f^7 ({}^8S_{7/2})$. Он располагается на вершине валентной зоны, непосредственно

над $5p$ -орбиталью халькогена Te^{2-} [12]. $4f$ -состояния сильно локализованы и поэтому в пространстве импульсов не должны иметь сильной дисперсии. Но вследствие существенного перекрытия плотностей состояний f - и p -электронов, характерного для всех халькогенидов Eu [13], они образуют максимум валентной зоны в точке Γ зоны Бриллюэна. Зону проводимости EuTe составляют $5d$ -орбитали атомов Eu, расщепленные кристаллическим полем на $5d(t_{2g})$ - и $5d(e_g)$ -состояния. Резонансно с $5d(t_{2g})$ -состоянием располагается $6s$ -орбиталь. Как показано в теоретических расчетах зонной структуры халькогенидов Eu [13], и это согласуется с магнитооптическими измерениями [14], минимум зоны проводимости этих материалов находится в точке X зоны Бриллюэна.

При измерениях фотолюминесценции (ФЛ) объемных кристаллов [15] и эпитаксиальных слоев [5] EuTe в магнитном поле и при различных температурах наблюдались две области излучения при энергиях перехода 1.5 и 1.9 эВ при $T = 1.7$ К. Эти линии расположены гораздо ниже по энергии, чем край поглощения (2.25 эВ), полученный из измерений спектров пропускания. Первая линия, связывается с наличием дефектов в материале, а вторая с межзонными излучательными переходами, с образованием магнитного полярона. Аналогичное поведение излучательной рекомбинации наблюдалось для эпитаксиальных слоев твердого раствора $Pb_{1-x}Eu_xTe$ с $x \geq 0.8$ [4].

В данной работе с целью изучения зонной структуры твердого раствора $Pb_{1-x}Eu_xTe$ ($0 \leq x \leq 1$) изучались его оптические свойства. На основе измерений спектров пропускания и люминесценции эпитаксиальных слоев, а также литературных данных установлено, что при изменении состава происходит смена экстремумов в зоне проводимости ($L \rightarrow X$) и в валентной зоне ($L \rightarrow \Gamma$), и это является причиной подавления излучательной рекомбинации в области составов $0.2 < x < 0.8$.

[¶] E-mail: pashkeev@sci.lebedev.ru

Характеристики эпитаксиальных слоев твердого раствора $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$ ($0 \leq x \leq 0.23$)

x	d , мкм	E_g , эВ $T = 77 \text{ K}$	k_{edge} , эВ $T = 80 \text{ K}$
0	2.6	0.213	0.23
0.032	2.65	0.34	0.35
0.044	2.45	0.38	0.41
0.063	2.24	0.44	0.46
0.11	2.61	0.54	0.56
0.18	2.55	0.68	0.69
0.23	4.33	—	0.78

2. Методика и техника эксперимента

Эпитаксиальные слои $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$ ($0 \leq x \leq 0.32$) были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках (111) BaF_2 при оптимизированных условиях [16]. Характеристики образцов приведены в таблице, в которой указаны состав твердого раствора x , толщина слоя d , значение ширины запрещенной зоны твердого раствора, полученное при 77 К из спектров ФЛ, и край поглощения k_{edge} при 80 К, полученный в работе [17] из спектров пропускания. Измерения спектров ФЛ проводились в диапазоне температур от 7.5 до 250 К. Образцы с размером около 3×3 мм крепились на медный хладопровод криостата Janis, охлаждаемый рефрижератором с замкнутым циклом. Возбуждение осуществлялось с помощью YLF-лазера с длиной волны излучения 1.053 мкм (~ 1.18 эВ), длительностью импульса 10 нс и частотой повторения 170 Гц. Так как E_g материала с ростом содержания Eu увеличивается, такая энергия лазера достаточна для возбуждения образцов с $x \approx 0.45$. Диаметр пятна, в которое фокусировалось лазерное излучение на поверхности образца, был ~ 200 мкм. Спектры анализировались с помощью решеточного (150 штр/мм) монохроматора ИКМ-731 и приемника ИК излучения на основе Ge: Au.

Толщина и состав эпитаксиальных слоев измерялись с помощью растрового электронного микроскопа Supra 50 VP с системой рентгеновского микроанализатора с энергетической дисперсией INCA Energy. Точность измерения толщины слоев составляла 0.05 мкм, а среднее отклонение от значения состава составляло 0.005.

3. Результаты измерений и их обсуждение

Из измерений ФЛ эпитаксиальных слоев твердого раствора $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$ ($0 \leq x \leq 0.32$) было установлено, что интенсивность излучения падает с увеличением содержания Eu. На рис. 1 показана зависимость среднего значения интегральной интенсивности ФЛ от состава при 77.4 К. Интенсивность приведена в относительных

единицах, при этом величина интенсивности излучения, наблюдаемая для PbTe ($x = 0$), принята за единицу. Ошибка измерения рассчитывалась как среднее отклонение значений, полученных для разных образцов одного состава и с различных точек возбуждения одного образца. Как видно из рисунка, для составов $x > 0.03$ интенсивность начинает резко уменьшаться и для $x = 0.11$ падает более чем на порядок. В области составов $0.23 \leq x \leq 0.32$ излучательная рекомбинация не наблюдалась.

На рис. 2 в зависимости от состава показаны спектры ФЛ твердого раствора $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$ ($0 \leq x \leq 0.11$) при 77.4 К. Измерения для всех составов проводились при одинаковых условиях (интенсивность возбуждения в импульсе $I \approx 5 \cdot 10^5$ Вт/см² и энергетическое разрешение монохроматора 1 мэВ). Как видно из рисунка,

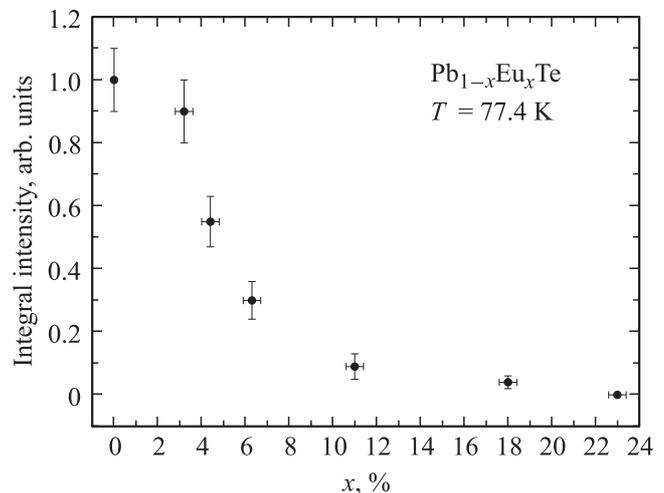


Рис. 1. Зависимость среднего значения интегральной интенсивности ФЛ эпитаксиальных слоев $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$ ($0 \leq x \leq 0.23$) от состава x при 77.4 К.

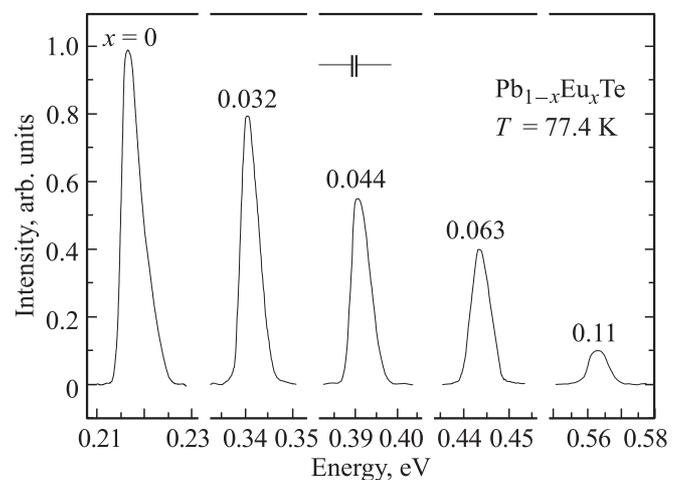


Рис. 2. Зависимость спектров ФЛ эпитаксиальных слоев $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$ ($0 \leq x \leq 0.11$) от состава x при 77.4 К и одинаковом уровне возбуждения.

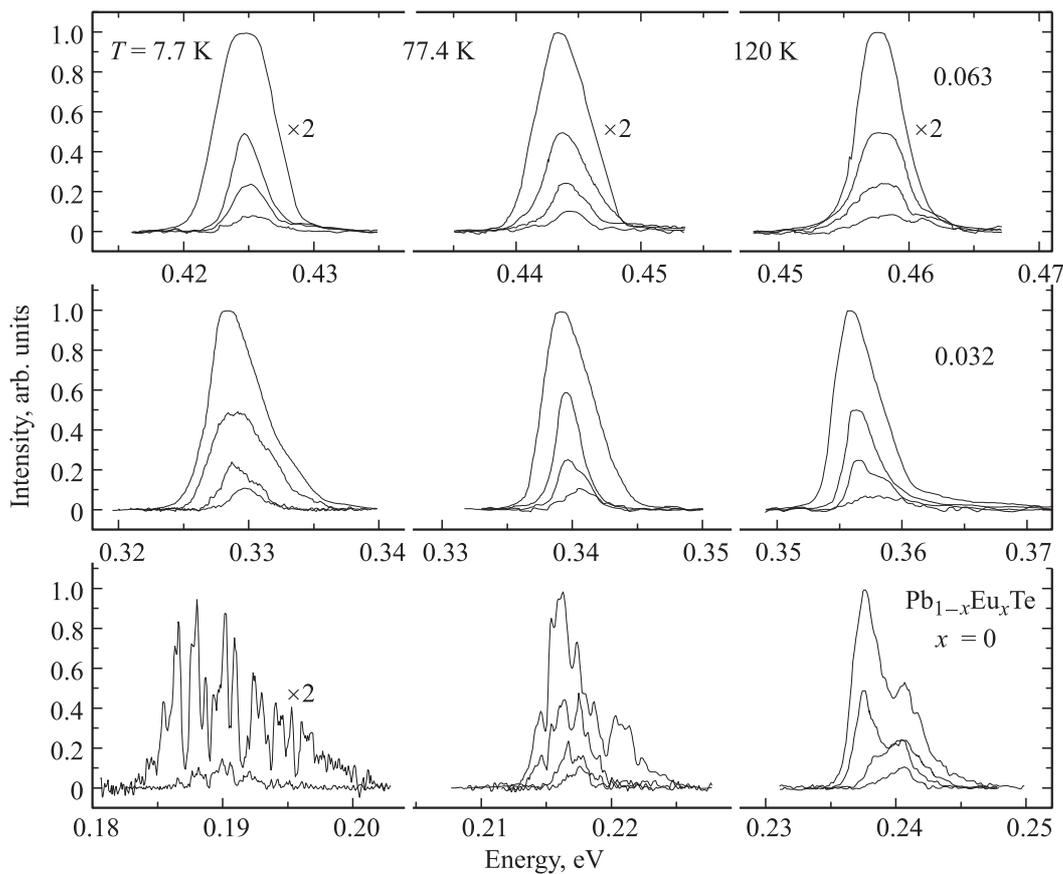


Рис. 3. Спектры ФЛ эпитаксиальных слоев твердого раствора $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$ ($x = 0, 0.032, 0.063$) при $T = 7.7, 77.4, 120$ К и различном уровне возбуждения.

с увеличением содержания Eu в твердом растворе интенсивность линии излучения уменьшается, а ее форма изменяется. Для PbTe ($x = 0$) спектры излучения попадают в полосу поглощения воды. На рисунке приведен обработанный спектр, с убранными линиями поглощения. Видно, что его форма асимметрична с резким краем со стороны малых энергий. Такая асимметрия наблюдается при $x < 0.06$, и она уменьшается с ростом x . При $x > 0.06$ форма линии становится симметричной. Ширина линий излучения для всех составов приблизительно одинакова и составляет около 5 мэВ, что говорит о том, что излучение носит вынужденный характер ($k_0T = 6.8$ мэВ при 77.4 К).

Спектры излучения при межзонной излучательной рекомбинации состоят из линии спонтанного излучения и возникающей на ее фоне линии вынужденного излучения [11]. Форма линии спонтанного излучения для прямых зона-зонных переходов характеризуется резким длинноволновым краем и экспоненциально спадающим высокоэнергетическим хвостом. Линия вынужденного излучения располагается с длинноволновой стороны спектров спонтанного излучения и имеет более узкую симметричную форму. На рис. 3 представлены спектры ФЛ с различной интенсивностью возбуждения для трех составов твердого раство-

ра $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$ ($x = 0.032; 0.063$) при температурах $T = 7.7, 77.4, 120$ К. Интенсивность возбуждения изменялась от $I \approx 10^5$ до $I \approx 10^6$ Вт/см².

При наименьшем уровне возбуждения с увеличением температуры ширина спектра на полувысоте увеличивается для всех составов. Так, для $x = 0.032$ и 0.063 при температуре 7.7 К ширина спектра $\Delta E \approx 3$ мэВ ($k_0T = 0.7$ мэВ), а при 120 К $\Delta E \approx 10$ мэВ ($k_0T = 10$ мэВ). С увеличением интенсивности спектры уширяются и появляются линии вынужденного излучения. Для составов $x = 0$ и 0.032 вынужденное излучение возникает с низкоэнергетической стороны спектра спонтанного излучения. При этом с увеличением содержания Eu характерная асимметрия формы спектров излучения начинает меняться и спектры постепенно симметризируются. Как видно из рисунка, уже для $x = 0.063$ положение максимума линии излучения с увеличением уровня возбуждения не изменяется и форма спектра остается симметричной.

Наблюдаемое изменение интенсивности и формы спектров ФЛ твердого раствора $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$ можно связать с изменением зонной структуры твердого раствора с увеличением содержания Eu, что приводит к уменьшению интенсивности излучательной рекомбинации. Для более детального представления изменений,

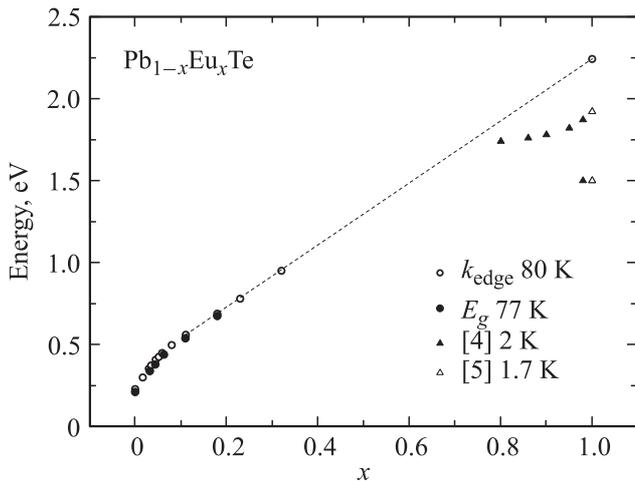


Рис. 4. Зависимость ширины запрещенной зоны при 77 К и края поглощения при 80 К твердого раствора $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$ от состава. Треугольниками, для сравнения, показаны положения линий излучения, полученные в работах [4,5] из измерений ФЛ при $T \leq 2$ К.

происходящих в зонной структуре твердого раствора $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$, на рис. 4 в зависимости от состава показаны: точками — положения линий излучения для $0 \leq x \leq 0.18$ при 77 К и кружочками — края поглощения для $0 \leq x \leq 1$ при 80 К [17]. Для наглядности кружочки на кривой $k_{\text{edge}}(x)$ для $x > 0.1$ соединены пунктирной линией. Как видно из рисунка, в области малых составов данные по ФЛ совпадают по энергии с положением края поглощения. Обе кривые имеют изгиб в области $x \approx 0.06$. Треугольниками показано положение линий излучения, полученное в работах [4] для составов $0.8 \leq x \leq 1$ при 2 К и [5] для $x = 1$ при 1.7 К. Для EuTe в спектре излучения присутствуют две линии, расположенные ниже края поглощения (рис. 4). Первая линия в области энергий 1.5 эВ связывается с наличием дефектов. Ее положение с уменьшением содержания Eu не изменяется и при $x < 0.98$ она не наблюдается. Вторая линия излучения в области энергий 1.9 эВ связывается с образованием нижележащего состояния X-долины зоны проводимости. Такие переходы по правилам отбора запрещены, но благодаря образованию магнитного полярона вследствие обменного взаимодействия между электронами зоны проводимости и локализованными электронами орбитали $4f$ иона Eu^{2+} , становятся разрешенными. С уменьшением содержания Eu эта линия смещается в сторону меньших энергий и имеет слабый изгиб при $x \approx 0.85$. Надо учесть, что обе линии ФЛ с ростом температуры сдвигаются в сторону больших энергий на 0.1 эВ при 80 К.

Таким образом, на основе литературных данных и полученных результатов предлагается следующая схема (рис. 5) изменения зонной структуры твердого раствора $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$ для всей области составов $0 \leq x \leq 1$. Так как Te является общим элементом для всех со-

ставов, то для удобства при построении за основу была выбрана его $5p$ -орбиталь, формирующая валентную зону PbTe и участвующая в формировании валентной зоны EuTe . Ее положение по энергии было принято за нуль для всех составов. Потолок валентной зоны EuTe определяется сильно локализованными $4f$ -состояниями Eu , расположенными по энергии выше p -орбитали Te на ~ 0.1 эВ [12]. Зона проводимости PbTe определяется $6p$ -орбиталями Pb . А зона проводимости EuTe формируется резонансно расположенными $5d$ - и $6s$ -орбиталями Eu .

В PbTe ($E_g \approx 0.2$ эВ) оптические переходы происходят между точками L_6^+ и L_6^- зоны Бриллюэна. С добавлением Eu ширина запрещенной зоны твердого раствора увеличивается и наклон прямой на рис. 5, отражающей положение дна зоны проводимости до $x \approx 0.1$, равен наклону кривой $E_g(x)$ (рис. 4) до точки изгиба. При этом поглощение и излучение происходят примерно с одной и той же энергией.

Для составов с содержанием Eu , близким к единице (правая часть рис. 5), наблюдается более сложная картина. Поглощение и излучение происходит с участием разных по энергии состояний зоны проводимости, показанных на рис. 5 соответственно прямой и пунктирной линиями. Исходя из расчетов зонной структуры и вероятностей переходов в EuTe было получено [18], что поглощение происходит на более высокое энергетическое состояние, минимум которого расположен в точке Γ при антиферромагнитном порядке или в точке X при парамагнитном порядке, а излучение происходит из более низкого по энергии состояния в точке X для обоих магнитных порядков.

Наблюдаемая точка изгиба в зависимостях положения края поглощения и линии излучения от состава на рис. 4 для $x \approx 0.1$ указывает на момент смены положения энергетических состояний, формирующих запрещенную зону. Уменьшение интегральной интенсив-

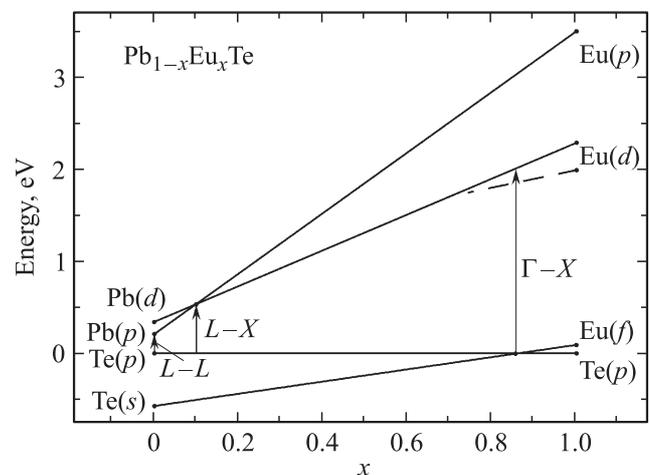


Рис. 5. Схема изменения зонной структуры твердого раствора $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$ от состава.

ности ФЛ и дальнейшее ее затухание с увеличением содержания Eu, позволяет предположить, что в первую очередь изменяется дно зоны проводимости $Pb_{1-x}Eu_xTe$, и при $x > 0.1$ происходит смена абсолютного минимума ($L \rightarrow X$). В этом случае рассеяние неравновесных носителей заряда происходит в X -долину и уменьшается квантовый выход излучения. А наблюдаемая люминесценция для $x > 0.8$ появляется вследствие образования магнитного полярона. Она имеет максимум интенсивности при $x \approx 0.9$ и уменьшается с уменьшением содержания Eu [4]. Следует отметить, что в зависимости положения линии излучения от состава при $x \approx 0.85$ тоже присутствует небольшой изгиб. Это позволяет предположить, что для $x > 0.85$ потолок валентной зоны в основном определяется f -состояниями Eu и оптические переходы происходят из точки Γ зоны Бриллюэна.

Такая схема изменения зонной структуры твердого раствора $Pb_{1-x}Eu_xTe$ ($0 \leq x \leq 1$) согласуется с результатами теоретической работы [19], в которой, исходя из первых принципов, исследовалось изменение зонной структуры для родственного материала $Pb_{1-x}Eu_xSe$ ($0 \leq x \leq 1$). Желательно проведение подобного расчета и для твердого раствора $Pb_{1-x}Eu_xTe$.

Представляет интерес также зависимость ширины запрещенной зоны твердого раствора $Pb_{1-x}Eu_xTe$ от температуры. Известно, что для бинарных полупроводников типа $A^{IV}B^{VI}$ из-за сильного спин-орбитального взаимодействия имеет место изначальная инверсия зон L_6^+ и L_6^- , что приводит к положительному коэффициенту dE_g/dT . Знак этого коэффициента можно изменить, принудительно осуществляя обратную инверсию зон. Это достигается путем перехода к тройным твердым растворам (например, изменяя состав $PbSnTe$, $PbSnSe$) или путем приложения высокого гидростатического давления [20].

В случае твердого раствора $Pb_{1-x}Eu_xTe$ с увеличением содержания Eu коэффициент dE_g/dT , будучи положительным, сначала уменьшается по величине и для EuTe становится отрицательным [17]. Из рис. 6 видно, что для составов $0 \leq x \leq 0.11$ коэффициент dE_g/dT уменьшается от 0.47 мэВ/К для $x = 0$ до 0.27 мэВ/К для $x = 0.11$. Как и у обычных полупроводников, зависимости $E_g(T)$ имеют достаточно широкую линейную область со стороны высоких температур и в них, в отличие от твердых растворов с высоким содержанием Eu ($0.8 \leq x \leq 1$), особые точки, связанные с магнитным фазовым переходом [4,5], для приведенных температур измерения не наблюдались. Штрихпунктирная кривая на рисунке указывает начало линейности кривых и ограничивает область низких температур, при которых зависимость $E_g(T)$ нелинейна. Пунктирная кривая со стороны высоких температур соответствует одинаковой интегральной интенсивности ФЛ. Здесь также видно, что при увеличении содержания Eu излучательная рекомбинация быстрее затухает с температурой.

Таким образом, смена минимума в зоне проводимости при небольшом добавлении Eu приводит к заметному

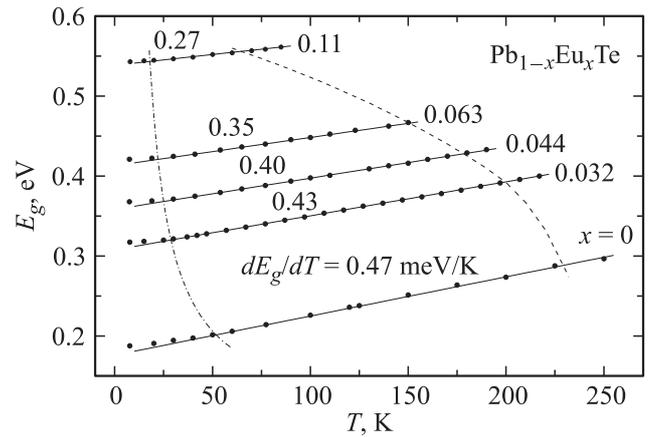


Рис. 6. Зависимость ширины запрещенной зоны твердого раствора $Pb_{1-x}Eu_xTe$ ($0 \leq x \leq 0.11$) от температуры. Штрихпунктирная кривая ограничивает область линейности коэффициента dE_g/dT со стороны низких температур. Пунктирная кривая справа соответствует одинаковой интегральной интенсивности излучения.

уменьшению коэффициента dE_g/dT с последующей инверсией знака для EuTe. Коэффициент dE_g/dT для EuTe был определен из спектров поглощения при температурах 80 и 295 К, и он равен 0.19 мэВ/К [17]. Такая температурная зависимость обусловлена переходами между f -состояниями, частично гибридованными с валентной зоной, в X -минимум зоны проводимости.

4. Заключение

Из измерений фотолюминесценции эпитаксиальных слоев твердого раствора $Pb_{1-x}Eu_xTe$ ($0 \leq x \leq 0.32$) было получено, что излучательная рекомбинация с увеличением содержания Eu падает, а форма спектров излучения симметризуется. Интенсивность излучения при $x > 0.03$ начинает резко уменьшаться и уже для состава $x \approx 0.1$ падает более чем на порядок. Для составов $0.2 < x \lesssim 0.32$ люминесценция не обнаружена.

Наблюдаемые изменения и результаты, представленные в литературе, позволяют предположить, что в области составов $x \approx 0.1$ происходит смена абсолютного минимума ($L \rightarrow X$) дна зоны проводимости $Pb_{1-x}Eu_xTe$ и рассеяние неравновесных носителей заряда происходит в X -долину. В области составов $x \approx 0.85$ изменяется максимум валентной зоны ($L \rightarrow \Gamma$) и за счет образования магнитного полярона [5] снова наблюдается люминесценция [4].

Полученные зависимости ширины запрещенной зоны от температуры для составов $0 \leq x \leq 0.11$ имеют широкую линейную область со стороны высоких температур, с положительным коэффициентом dE_g/dT . С увеличением содержания Eu коэффициент уменьшается от 0.47 мэВ/К для $x = 0$ до 0.27 мэВ/К для $x = 0.11$.

С увеличением содержания Eu интенсивность ФЛ с температурой падает быстрее. Для температур выше 7.5 К в зависимостях $E_g(T)$ особенностей, связанных с магнитными фазовыми переходами, не наблюдалось.

Работа поддержана программой фундаментальных исследований президиума РАН № 24 „Фундаментальные основы технологий наноструктур и наноматериалов“.

Список литературы

- [1] D.L. Partin. IEEE J. Quant. Electron., **QE-24**, 1716 (1988).
- [2] A. Khair, M. Rahim, M. Fill, F. Felder, H. Zogg, D. Cao, S. Kobayashi, T. Yokoyama, A. Ishida. J. Appl. Phys., **110**, 023 101 (2011).
- [3] И.И. Засавицкий, А.В. Мазурин, Ю.Г. Селиванов, Г. Цогг, А.В. Юрушкин. Письма в ЖЭТФ, **87**, 584 (2008).
- [4] H. Heredia, P.H. de Oliveira Rappl, P. Motisuke, A.L. Gazoto, F. Likawa, M.J.S.P. Brasil. Appl. Phys. Lett., **93**, 031 903 (2008).
- [5] W. Heiss, R. Kirchschrager, G. Springholz, Z. Chen, M. Debnath, Y. Oka. Phys. Rev. B, **70**, 035 209 (2004).
- [6] M. Iida, T. Shimizu, H. Enomoto, H. Ozaki. Jpn. J. Appl. Phys., **32**, 4449 (1993).
- [7] H. Krenn, W. Herbst, H. Pascher, Y. Ueta, G. Springholz, G. Bauer. Phys. Rev. B, **60**, 8117 (1999).
- [8] R. Dornhaus, G. Nimtz, B. Schlicht. Springer Tracts in Mod. Phys. Series, **98** (1983).
- [9] R. Dalven. Sol. St. Phys., **28**, 179 (1973).
- [10] G. Martinez, M. Schluter, M.L. Cohen. Phys. Rev. B, **11**, 651 (1975).
- [11] Д.М. Гуреев, О.И. Даварашвили, И.И. Засавицкий, Б.Н. Мацонашвили, А.П. Шогов. ФТП, **9**, 1902 (1975).
- [12] P. Wachter. In: *Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earths*, eds. K.A. Gschneider, L.R. Eyring (Noth Holland, Amsterdam, 1979) v. 2, p. 507.
- [13] S.J. Cho. Phys. Rev. B, **1**, 4589 (1970).
- [14] J.O. Dimmock. IBM J. Res. Dev., **14**, 301 (1970).
- [15] R. Akimoto, M. Kobayashi, T. Suzuki. J. Phys. Soc. Jpn., **63**, 4616 (1994).
- [16] Ю.Г. Селиванов, Е.Г. Чижевский, В.П. Мартовицкий, А.В. Кнотько, И.И. Засавицкий. Неорг. матер., **46**, 1183 (2010).
- [17] Д.А. Пашкеев, Ю.Г. Селиванов, Е.Г. Чижевский, Д.Б. Ставровский, И.И. Засавицкий. ФТП, **45**, 1014 (2011).
- [18] S. Mathi Jaya, W. Nolting. J. Phys. Condens. Matter, **9**, 10 439 (1997).
- [19] A. Gruneis, K. Hummer, M. Marsman, G. Kresse. Phys. Rev. B, **78**, 165 103 (2008).
- [20] M. Schluter, G. Martinez, Marvin L. Cohen, Phys. Rev. B, **12**, 650 (1975).

Редактор Т.А. Полянская

Role of intervalley scattering in radiative recombination of $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$ ($0 \leq x \leq 1$) solid solution

D.A. Pashkeev, I.I. Zasavitskiy

Lebedev Physical Institute
of the Russian Academy of Sciences,
119991 Moscow, Russia

Abstract From photoluminescence of $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$ ($0 \leq x \leq 0.32$) solid solution epilayers it was found that the luminescence intensity decreases with the Eu content increase and for $x \approx 0.1$ it already drops more than one order of magnitude. Luminescence did not observe for the composition of $0.2 < x \leq 0.32$. It is explained by change of absolute conduction band minimum ($L \rightarrow X$) at $x \approx 0.1$ that results in scattering of nonequilibrium electrons in X-valley and decreases the emission quantum efficiency. According to literature data the optical transitions for $x > 0.85$ also occur involving the X valley and the radiative transitions are due to formation of magnetic polaron. The temperature dependences of band gap energy were determined for $0 \leq x \leq 0.11$ compositions. They have a wide linear region with positive coefficient dE_g/dT that decrease with the Eu content increase and this coefficient becomes negative for EuTe.