

## ДЕФОРМАЦИОННЫЕ ПОТЕНЦИАЛЫ PbTe

М. В. Валейко, К. И. Гейман, И. И. Засавицкий, А. В. Матвеевко,  
Б. Н. Мацонашвили

Исследована фотолюминесценция эпитаксиальных слоев PbTe и сверхрешеток типа PbTe/PbSnTe ( $x=0.11$ ), выращенных на различных подложках. В спектрах фотолюминесценции наблюдались деформационные сдвиги и междолинное расщепление, по величине которых определены значения констант деформационного потенциала для PbTe:  $D_a=4.3\pm 0.5$ ,  $D_u=-2.8\pm 0.9$  эВ.

Влияние деформации, в особенности одноосной, на энергетический спектр узкозонных полупроводников  $A^4B^6$  (PbS, PbSe, PbTe) изучено мало. Имеющаяся немногочисленная информация о константах деформационного потенциала противоречива [1]. Теория [2-4] и эксперимент [1, 5, 6] дают значения этих констант, колеблющиеся от 1 до 60 эВ. Определение констант деформационного потенциала (ДП) становится особенно актуальным в связи с изучением напряженных гетероструктур и сверхрешеток [7].

Поскольку механическая прочность кристаллов полупроводников  $A^4B^6$  невелика, непосредственное создание одноосной деформации в них затруднено. Имеется одна работа [8], в которой изучалась фотолюминесценция (ФЛ) монокристаллов PbSe при низкой температуре и одноосном давлении до 150 бар. Другим способом получения одноосной деформации является создание тонких монокристаллических слоев и гетероструктур на инородных подложках, когда отсутствует согласование постоянных решетки и/или коэффициентов линейного термического расширения слоя и подложки. В этом случае в тонких слоях генерируются напряжения, эквивалентные одноосным давлениям 1—5 кбар. Возникающие при этом деформации приводят к заметным изменениям в энергетическом спектре кристаллов.

В настоящей работе изучалась ФЛ тонких эпитаксиальных слоев и сверхрешеток на основе  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  ( $0 \leq x \leq 0.11$ ), выращенных на различных подложках. Из анализа спектров с учетом квантоворазмерного эффекта определены константы деформационного потенциала.

Влияние одноосной деформации на зонную структуру полупроводников  $A^4B^6$

Деформация в тонком слое, выращенном на инородной подложке, может быть обусловлена рассогласованием постоянных решетки  $a$  и различием коэффициентов линейного термического расширения  $\alpha$  слоя и подложки (рис. 1). Рассчитанные значения деформации для эпитаксиальных слоев PbTe на различных подложках приведены в табл. 1. Видно, что несоответствие решеток может быть небольшим (подложка CdTe) или достигать больших значений (подложка Si). Если толщина слоя превышает критическую, то рассогласование решеток устраняется за счет образования дислокаций несоответствия, т. е. за счет пластической деформации, и остаточ-

ная упругая деформация невелика. Это обстоятельство используется при создании сверхрешеток: выращивается буферный слой, толщина которого превышает критическую. Однако в самих сверхрешетках также возникают деформации из-за рассогласования постоянных решетки соседних слоев. В частности, для изучаемых сверхрешеток типа  $PbTe/Pb_{1-x}Sn_xTe$  ( $x=0.11$ ) величина этой деформации составляет  $\epsilon = \Delta a/a = 2.3 \cdot 10^{-3}$ .

В табл. 1 показаны также деформации, обусловленные различными  $\alpha$  подложки и слоя при их охлаждении от комнатной температуры до 4.2 или

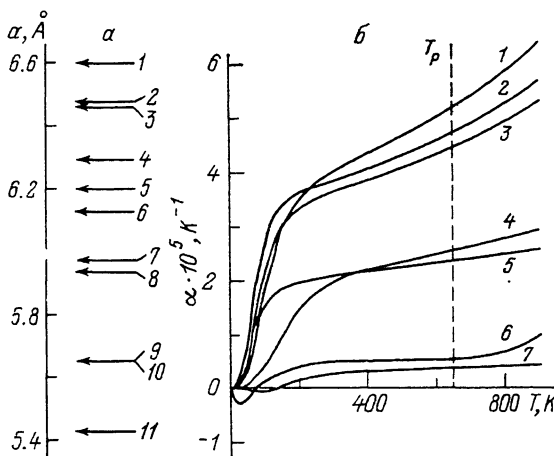


Рис. 1. Постоянная решетки  $a$  и коэффициент линейного расширения для некоторых полупроводников и подложек.

$\alpha$ : 1 — KBr, EuTe; 2 — CdTe, InSb, 3 — PbTe; 4 — KCl; 5 —  $BaF_2$ , EuSe; 6 — PbSe; 7 — EuS; 8 — PbS; 9 — Ce; 10 — NaCl; 11 — Si; б: 1 — NaCl, 2 — KBr, 3 — KCl, 4 —  $BaF_2$ , 5 — PbTe, 6 — CdTe, 7 — Si.

до 77 К. Считается, что при охлаждении образца от температуры роста до  $\sim 300$  К и его хранении при этой температуре деформации в слое в значительной мере релаксируют. Видно, что в зависимости от соотношения  $\alpha$  для подложки и слоя деформация может быть как положительной, так и отрицательной и изменяется с температурой (рис. 1, б). Отметим, что  $\alpha$  для PbTe и  $BaF_2$  наиболее близки и деформация этого типа здесь минимальна. Поэтому  $BaF_2$  часто используется в качестве подложки для выра-

Таблица 1

Рассчитанные значения деформации в тонких слоях PbTe на различных подложках при температуре 4.2 и 77 К.

Подложка	$(\Delta a/a) \cdot 10^3$	$\epsilon_T \cdot 10^3$	
		4.2 К	77 К
$BaF_2$	-40	+1.65	+0.88
KCl	-26	-2.34	-2.75
KBr	+22	-3.19	-3.29
NaCl	-125	-2.68	-3.12
Si	-160	+4.82	+3.82
CdTe	+2.6	+4.27	+3.20

щения PbTe. Таким образом, в эпитаксиальных слоях и структурах при низкой температуре деформации обоих типов суммируются и в зависимости от знака приводят к упругому растяжению или сжатию в плоскости слоев.

Энергетический сдвиг  $\delta E$  экстремума зоны под влиянием одноосной деформации выражается через величину деформации  $\epsilon$  следующим образом:

$$\delta E = \sum D_{ij} \varepsilon_{ij}, \quad (1)$$

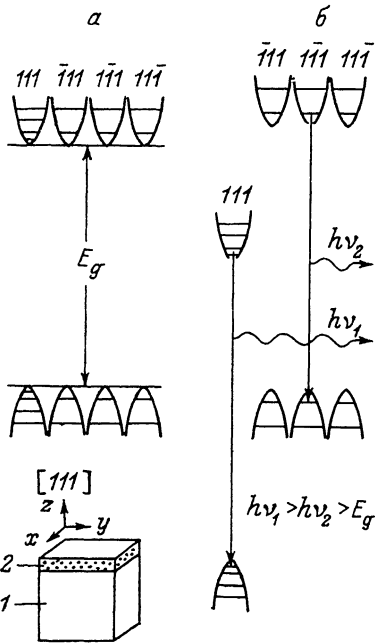
где  $D_{ij}$  — компоненты тензора ДП, которые для кубических полупроводников  $A^4B^6$  сводятся к двум константам  $D_d$  и  $D_u$ . Поскольку излучательная рекомбинация в полупроводниках  $A^4B^6$  определяется прямыми межзонными переходами, то в дальнейшем под  $D_d$  и  $D_u$  будем подразумевать разности констант ДП для зоны проводимости и валентной зоны,  $D_d = D_d^c - D_d^v$  и  $D_u = D_u^c - D_u^v$ . Величина энергетического сдвига зависит от того, в каком кристаллографическом направлении приложена деформация, поскольку компоненты тензора деформации  $\varepsilon_{ji}$  меняются при переходе от

кристаллической системы координат к главным осям экстремума зоны. Для нас будут представлять интерес следующие симметричные кристаллографические направления:  $[100]$ ,  $[110]$  и  $[111]$ .

При деформации в направлении  $[100]$  энергетический спектр качественно не изменяется, поскольку в полупроводниках  $A^4B^6$  четыре эквивалентных экстремума лежат в точке  $L$  зоны Бриллюэна. В случае направления деформации  $[110]$  или  $[111]$  спектр расщепляется на две группы долин: одну основную и три наклонные для направления  $[111]$  (рис. 2),

Рис. 2. Изменение энергетического спектра  $PbTe$  под действием одноосной деформации в направлении  $[111]$ . Положение экстремумов рассчитано согласно модели [2].

$E_{xx} = E_{yy} = 0$  (а) и  $E_{xx} = E_{yy} \neq 0$  (б). 1 —  $PbTe$ , 2 —  $BaF_2$ .



две основные и две наклонные для направления  $[110]$ . Тогда изменение ширины запрещенной зоны  $\delta E_g$  выражается через разности констант ДП, величину деформации в плоскости слоя  $\varepsilon$  и упругие константы  $C_{ij}$ .

Для направления  $[111]$  для основной и наклонных долин соответственно

$$\delta E_g = 2 \left( \frac{6C_{44}}{C_{11} + 2C_{12} + 4C_{44}} D_d - \frac{C_{11} + 2C_{12} - 2C_{44}}{C_{11} + 2C_{12} + 4C_{44}} D_u \right) \varepsilon, \quad (2)$$

$$\delta E_g = 2 \left( \frac{6C_{44}}{C_{11} + 2C_{12} + 4C_{44}} D_d + \frac{1}{3} \frac{C_{11} + 2C_{12} + 6C_{44}}{C_{11} + 2C_{12} + 4C_{44}} D_u \right) \varepsilon. \quad (3)$$

Для направления  $[110]$  для основных и наклонных долин соответственно

$$\delta E_g = \left( \frac{C_{11} - C_{12} + 6C_{44}}{C_{11} + C_{12} + 2C_{44}} D_d - \frac{1}{3} \frac{C_{11} + 5C_{12} - 6C_{44}}{C_{11} + C_{12} + 2C_{44}} D_u \right) \varepsilon, \quad (4)$$

$$\delta E_g = \left( \frac{C_{11} - C_{12} + 6C_{44}}{C_{11} + C_{12} + 2C_{44}} D_d + D_u \right) \varepsilon. \quad (5)$$

Для направления  $[100]$

$$\delta E_g = \frac{2}{3} \left( 1 - \frac{C_{12}}{C_{11}} \right) D_{iso} \varepsilon, \quad (6)$$

где

$$D_{iso} = 3D_d + D_u = -(C_{11} + 2C_{12}) \partial E_g / \partial P, \quad (7)$$

$\partial E_g / \partial P$  — барический коэффициент запрещенной зоны.

Величину термических деформаций можно определить с помощью значений  $\alpha$ , табулированных в [9] для различных материалов в широком диапазоне температур. Упругие константы для PbTe известны с достаточной точностью вплоть до низких температур [10, 11]. Температурная зависимость упругих констант слабая, а их комбинаций, используемых в (2) — (6), — еще слабее. Так что, одновременно измеряя энергетические сдвиги (2) и (3) в деформированных слоях с ориентацией [111] или сдвиги (4) и (5) в слоях с ориентацией [110], можно определить значения констант  $D_a$  и  $D_u$ . Если величина деформации неизвестна, то нужно воспользоваться третьим, дополнительным, уравнением (7), связывающим  $D_a$  и  $D_u$  с  $\partial E_g / \partial P$ . Тогда из этих трех уравнений по измеренным энергетическим сдвигам и барическому коэффициенту можно определить как константы ДП, так и величину деформации.

## Результаты измерений и их обсуждение

Для измерения деформационных сдвигов нами использовались отдельные эпитаксиальные слои PbTe и  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  ( $x=0.11$ ), а также сверхрешетки типа PbTe/Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te ( $x=0.11$ ). Сверхрешетки, слои PbTe и PbSnTe были выращены методом мгновенного испарения в вакууме, часть слоев PbTe — методом «горячей стенки» [12]. В качестве подложек использовались монокристаллы BaF<sub>2</sub>, KCl, KBr, NaCl, Si, CdTe, PbTe с ориентацией (100), а также (111) BaF<sub>2</sub> и (110) CdTe. Толщина эпитаксиальных слоев составляла 0.03—10 мкм, а толщина ям и барьеров в сверхрешетках — соответственно 8—40 и 10—60 нм. Возбуждение ФЛ осуществлялось ИАГ-лазером.

Для определения  $\partial E_g / \partial P$  были проведены измерения спектров излучения инжекционных лазеров на основе  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  ( $x \leq 0.06$ ) под действием гидростатического давления при температуре 4.2 К по методике [13]. Измеренное значение  $\partial E_g / \partial P = (-7.4 \pm 0.8)$  эВ/бар дает, согласно (7), величину  $D_{iso} = (10.1 \pm 1.2)$  эВ.

На рис. 3 приведены спектры ФЛ эпитаксиальных слоев PbTe, в которых наблюдаются деформационные сдвиги и расщепления. Спектр ФЛ тонкого (32 нм) слоя PbTe состоит из пяти линий (рис. 3, а). Видно, что весь спектр сдвинут в сторону высоких энергий относительно  $E_g$  (PbTe) для данной температуры. В ней можно выделить группу из четырех линий и одну отдельную более интенсивную и широкую линию с меньшей энергией. На рис. 3, б представлен спектр ФЛ толстого слоя PbTe/BaF<sub>2</sub>, в котором наблюдается расщепление, обусловленное в основном термической деформацией в плоскости (111). В случае подложки (110) CdTe это расщепление становится сильнее (рис. 3, в), так как здесь величина деформации больше. На рис. 3, г представлены спектры ФЛ слоев PbTe до и после перенесения их на другие подложки (медь, кварц, оргстекло, стекло, капрон). Видно, что в результате такого перенесения энергия длинноволнового края спектра ФЛ уменьшается.

Для интерпретации полученных спектров можно воспользоваться предложенной в [2] теоретической моделью изменения энергетического спектра PbTe под действием одноосной деформации (рис. 2). С помощью этой модели удастся получить только качественное, но не количественное объяснение. Согласно [2], энергия оптических переходов в наклонных долинах должна быть меньше, чем в основных. Установить принадлежность линии излучения к той или иной группе долин можно независимо с помощью квантования в магнитном поле или размерного квантования, поскольку эти эффекты зависят от массы носителей в выделенном направлении, которая неодинакова в различных долинах из-за сильной анизотропии энергетического спектра PbTe. В спектрах ФЛ на рис. 3, а энергетическое положение четырех линий с высокой энергией хорошо описывается зависимостью  $E_n = E_0 + \Delta n^2$ , где  $E_n$  — энергия  $n$ -й линии,  $E_0 = E_g + \delta E_g$ ,  $\Delta =$

$=\pi^2\hbar^2/2m^*L_z^2$  — параметр размерного квантования,  $n$  — номер линии. Найденная из спектра эффективная масса  $m^*$  совпадает с приведенной продольной массой  $(m_c||+m_r||)^{-1}$  для основной долины. Следовательно, четыре высокоэнергетические линии соответствуют переходам в основной долине, а низкоэнергетическая линия — переходам в наклонных долинах. Вычитая из энергии линий соответствующие квантоворазмерные сдвиги и  $E_g$ , получаем величины деформационных сдвигов для основной и наклонных долин. По величине этих сдвигов были определены значения ДП (табл. 2).

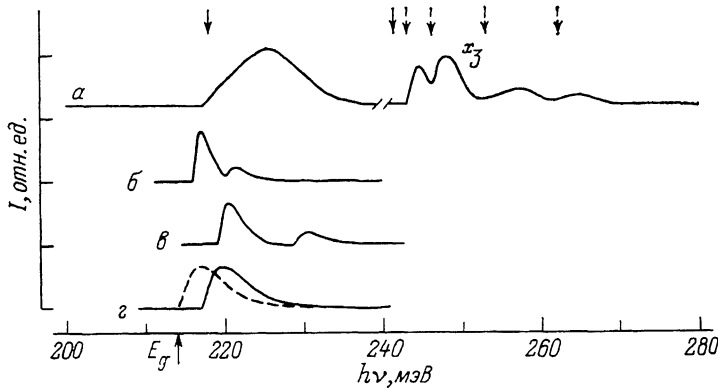


Рис. 3. Спектры ФЛ эпитаксиальных слоев PbTe при 25 (а) и 77 К (б—г) на подложках (111) ВаF<sub>2</sub> (а—г) и (110) CdTe (г).

В спектре (а) показано расчетное положение оптических переходов в основных (штриховые стрелки) и наклонных (сплошные стрелки) долинах. а — (111) ВаF<sub>2</sub>,  $L_z=32$  нм,  $T=25$  К; б — (111) ВаF<sub>2</sub>,  $d=1.0$  мкм,  $T=77$  К; в — (110) CdTe,  $d=1.6$  мкм,  $T=77$  К; г — (111) ВаF<sub>2</sub>,  $d=2.0$  мкм, штриховая линия — свободный слой.

С помощью принятой модели междолинного деформационного расщепления можно интерпретировать спектры ФЛ толстых слоев PbTe (рис. 3, б, в). В этом случае, исходя из наблюдаемых энергетических сдвигов и расщепления в спектрах, можно определить значения ДП (табл. 2). Вместе со значениями ДП определялась также величина деформации в плоскости слоев. Оказалось, что в случае подложки ВаF<sub>2</sub> найденная величина  $\epsilon=1.7 \cdot 10^{-3}$  получается больше рассчитанной по зависимости  $\alpha(T)$  для PbTe и ВаF<sub>2</sub> при 77 К, а в случае подложки CdTe значение деформации  $\epsilon=2.7 \cdot 10^{-3}$  лучше согласуется с расчетным (табл. 1).

Представляет интерес эксперимент по переносу эпитаксиальных слоев PbTe с подложки (111) ВаF<sub>2</sub> на другие подложки. Если связь с новой под-

Таблица 2

Деформационные потенциалы PbTe, полученные различными методами

$D_a^c - D_a^e$ , эВ	$D_n^c - D_n^e$ , эВ	$D_{iso}^c - D_{iso}^e$ , эВ	Метод
3.8	-1.3	10.1	Перенос слоев PbTe с (111) ВаF <sub>2</sub> на другие подложки
4.2	-2.5	10.1	ФЛ толстых слоев PbTe/(111) ВаF <sub>2</sub>
4.7	-4.0	10.1	ФЛ толстых слоев PbTe/(110) CdTe
4.6	-3.7	10.1	ФЛ квантоворазмерных слоев PbTe/(111) ВаF <sub>2</sub>
3.9	-1.6	10.1	Электролюминесценция PbTe/(111) ВаF <sub>2</sub> [14]
4.3	-2.7	10.1	ФЛ сверхрешеток PbTe/PbSnTe [15]
4.57	-2.17	11.55	Расчет методом ППВ [2]
1.9	-0.5	6.0	Магнитооптические измерения в PbSnTe/(111) ВаF <sub>2</sub> [6]
1.14	-0.55	2.87	Значения, принятые в работе [16]

Примечание. Результаты работ [14, 15] были обработаны по формулам (3), (4) и (7).

ложкой осуществляется только за счет слабых ван-дер-ваальсовых сил, то такой слой можно считать практически свободным. Изменение  $E_g$ , которое определяется переходами в наклонных долинах, в этом случае равно деформационному сдвигу в исходном деформированном образце (рис. 3, з). По величине этого сдвига и расчетной величине деформации (табл. 1) также можно определить значения ДП (табл. 2), которые получаются несколько меньше, чем в предыдущих экспериментах.

В табл. 2 приведены также значения, полученные путем нашей обработки по формулам (3), (4) и (7) данных других работ, в которых наблюдалось междолинное расщепление в спектрах излучения лазеров на основе  $\text{PbTe}/(111) \text{BaF}_2$  [14] и в спектрах ФЛ сверхрешеток  $\text{PbTe}/\text{PbSnTe}$  ( $x = -0.11 - 0.18$ ) с шириной ям  $L_z = 16 - 69$  нм [15], результаты теоретического расчета [2] и недавних магнитооптических измерений [5]. Видно, что значения  $D_d$ , полученные различными способами, близки, в то время как для  $D_n$  наблюдается сильный разброс. Наиболее близки между собой данные по ФЛ квантоворазмерных слоев и сверхрешеток, а также результаты теоретических расчетов (точность составляет около 20 %). С учетом этого нами были приняты значения ДП:  $D_d = 4.3 \pm 0.5$ ,  $D_n = -2.8 \pm 0.9$  эВ. Указанный диапазон погрешностей охватывает практически все приведенные в табл. 2 значения.

Таким образом, с помощью полученных ДП можно интерпретировать спектры ФЛ  $\text{PbTe}$  под действием деформации. Для создания различных по величине и кристаллографическому направлению деформаций нами использовался набор подложек разной ориентации из различных материалов. Спектры ФЛ слоев  $\text{PbTe}$ , выращенных на таких подложках в едином технологическом цикле, приведены на рис. 4. Стрелками показано положение длинноволновых краев этих спектров, рассчитанных с помощью принятых значений ДП и величин деформаций для каждой подложки (табл. 1). Для сравнения показан спектр недеформированного  $\text{PbTe}$ . Видно, что для всех эпитаксиальных слоев наблюдается заметный деформационный сдвиг. Знак сдвига совпадает со знаком деформации для всех подложек, за исключением  $\text{KBr}$ . В этом случае, по-видимому, значительный вклад в деформацию дает рассогласование решеток  $\text{PbTe}$  и  $\text{KBr}$  ( $\Delta a/a = 2.2 \cdot 10^{-3}$ ), что приводит к компенсации отрицательной термической деформации и сверх того — положительному энергетическому сдвигу. Отсюда можно заключить, что 20 % рассогласования решеток устраняется за счет упругой деформации, а остальная часть (80 %) — за счет пластической деформации. В случае подложек  $\text{KCl}$  и  $\text{NaCl}$  как термическая деформация, так и рассогласование решеток отрицательны, поэтому в спектрах наблюдаются заметные энергетические сдвиги в сторону меньших энергий. При этом не только рассогласование решеток, но и часть термической деформации может устраняться за счет возникновения дислокаций несоответствия. Положение линий в спектрах  $\text{PbTe}/(111) \text{BaF}_2$  хорошо совпадает с расчетным. Для слоев  $\text{PbTe}/(100) \text{BaF}_2$  согласие хуже, что может быть связано как с возникновением пластической деформации в слоях, так и с качеством поверхности подложек. Подложки  $\text{BaF}_2$ ,  $\text{Si}$  и  $\text{CdTe}$  с ориентацией (100) были изготовлены с помощью глубокой полировки, поэтому адгезия слоев к таким подложкам может быть неполной. Этим объясняется различие расчетных и экспериментальных энергетических сдвигов в спектрах слоев  $\text{PbTe}$  на таких подложках.

Зависимость края спектров ФЛ от толщины слоя  $\text{PbTe}/(111) \text{BaF}_2$  показана на рис. 5. Как следует из (3), (4) с учетом полученных нами величин ДП, минимальная энергия прямых оптических переходов в основной долине больше, чем в наклонных долинах. Если же толщина слоя достаточно мала, то из-за большего квантоворазмерного сдвига в наклонных долинах край спектра определяется уже переходами в основной долине (см. расчетные кривые при  $L_z \leq 0.1$  мкм). На эксперименте, однако, ситуация выглядит сложнее. С уменьшением толщины слоя происходит увеличение энергии оптических переходов при  $L_z \approx 0.5$  мкм, при этом край спектра определяется переходами в основной долине вплоть до  $L_z \approx 0.1$  мкм,

когда энергии переходов в различных долинах становятся одинаковыми и происходит второе переключение. При  $L_z \leq 0.1$  мкм край спектра снова определяется переходами в наклонных долинах. Причина такого поведения заключается в ослаблении междолинной и межподзонной релаксации фотовозбужденных горячих носителей в двумерных системах на основе PbTe [17].

Проанализируем деформационные и квантоворазмерные сдвиги спектров ФЛ сверхрешеток типа PbTe/Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te ( $x=0.11$ ), выращенных на

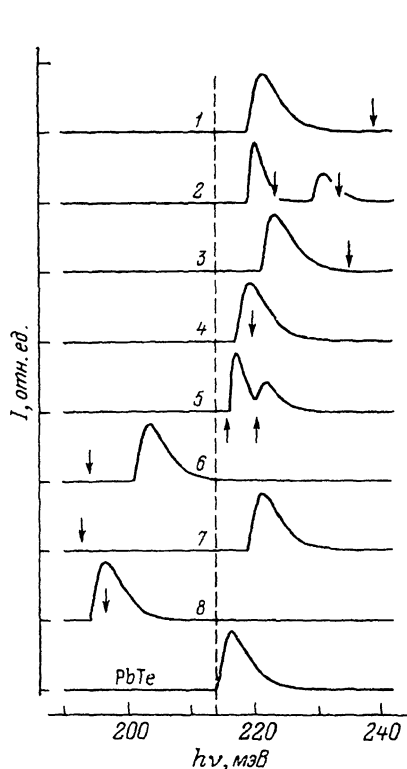


Рис. 4. Спектры ФЛ эпитаксиальных слоев PbTe на различных подложках при  $T=77$  К.

Стрелками показано расчетное положение длинноволнового края спектров. Тип подложки: 1 — (100) Si, 2 — (110) CdTe, 3 — (100) CdTe, 4 — (100) BaF<sub>2</sub>, 5 — (111) BaF<sub>2</sub>, 6 — (100) NaCl, 7 — (100) KBr, 8 — (100) KCl.

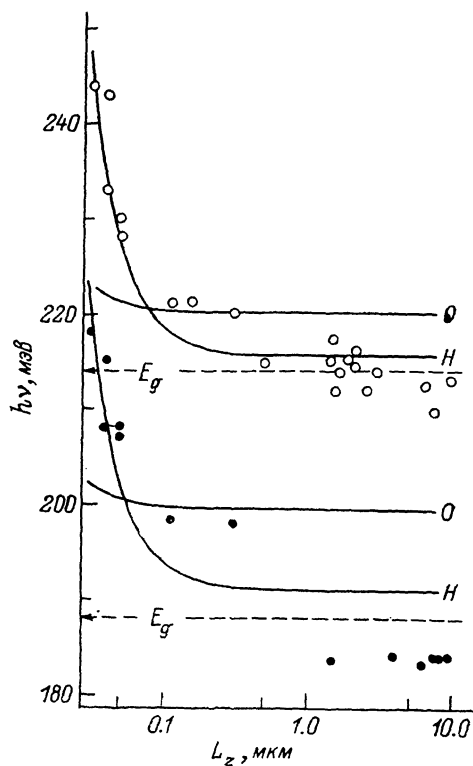


Рис. 5. Энергетическое положение края спектров ФЛ эпитаксиальных слоев PbTe/(111) BaF<sub>2</sub> при  $T=4.2$  К (светлые точки) и 77 К (темные точки) в зависимости от толщины слоя  $L_z$ . Сплошные линии — расчет.

подложках (111) BaF<sub>2</sub> и PbTe, KCl, Si с ориентацией [100]. Деформация узкозонных слоев PbSnTe, в которых происходит излучательная рекомбинация неравновесных носителей, складывается из термической (рис. 1, б) и «встроенной» деформаций. При этом оказывается, что в сверхрешетках на подложке KCl суммарный деформационный сдвиг практически равен нулю, а в сверхрешетках на других подложках получаются значительные положительные деформационные сдвиги. В случае сверхрешеток на подложке (100) Si необходимо учитывать частичную релаксацию термической деформации (рис. 4). Вычитая из энергии края спектра ФЛ сумму  $E_g$  и полного деформационного сдвига, можно получить величину квантоворазмерного сдвига. Значение  $E_g$  для недеформированного эпитаксиального слоя Pb<sub>0.89</sub>Sn<sub>0.11</sub>Te, выращенного на подложке того же состава, определялось независимо из спектров ФЛ. Найденные значения квантоворазмерных сдвигов сравнивались с результатами расчета, проводившегося по модели Кронига—Пенни с учетом зависимости эффективной массы от энергии. Подгоночным параметром в таких расчетах обычно является от-

ношение разрыва зоны проводимости  $\Delta E_c$  к  $\Delta E_g$  — разности ширины запрещенной зоны PbTe и PbSnTe. Хорошее согласие расчетных и экспериментальных квантоворазмерных сдвигов получается при значении  $\Delta E_c/\Delta E_g \approx 0.2$ , т. е. когда основная часть  $\Delta E_g$  приходится на валентную зону [15].

Таким образом, из измеренных энергетических сдвигов и расщеплений в спектрах ФЛ напряженных слоев и структур определены разности констант ДП для PbTe:  $D_z = (4.3 \pm 0.5)$ ,  $D_x = (-2.8 \pm 0.9)$  эВ.

### Список литературы

- [1] Равич Ю. И., Ефимова Б. А., Смирнов И. А. Методы исследования полупроводников в применении к халькогенидам свинца PbTe, PbSe и PbS. М.: Наука, 1968. 383 с.
- [2] Ferreira L. G. // Phys. Rev. 1965. V. A137. N 5. P. 1601—1609.
- [3] Rabi S. // Phys. Rev. 1968. V. 167. N 3. P. 801—808.
- [4] Enders P. // Phys. St. Sol. (b). 1985. V. 129. N 1. P. 89—99.
- [5] Singleton J., Kress-Rogers E., Lewis A. V., Nicholas R. J., Fantner E. J., Bauer G., Lopez-Otero A. // J. Phys. C.: Sol. St. Phys. 1986. V. 19. N 1. P. 77—92.
- [6] Шамшур Д. В., Парфеньев Р. В., Машовец Д. В., Матвеевко А. В., Косарев В. В., Гейнман К. И. // ФТП. 1982. Т. 16. № 7. С. 1249—1255.
- [7] Валейко М. В., Засавицкий И. И., Матвеевко А. В., Мацонашвили Б. Н. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 43. № 3. С. 140—142.
- [8] Pratt G. W., jr., McMullin P. G. // Proc. 10th Int. Conf. Phys. Semicond. Cambridge—Massachusetts, 1970. P. 87—95.
- [9] Thermal expansion (nonmetallic solids). // Thermophysical Properties of Matter / Ed. Y. S. Touloukian, R. K. Kirby, R. E. Taylor, T. Y. R. Lee. IFI/Plenum, N. Y., 1977. V. 13. P. 743—1276.
- [10] Walker N. J., Sounders G. A., Schäl N. // J. Phys. Chem. Solids. 1987. V. 48. N 1. P. 91—96.
- [11] Houston B., Strakna R. E., Belson H. // J. Appl. Phys. 1968. V. 39. N 8. P. 3913—3916.
- [12] Засавицкий И. И., Зломанов В. П., Капшур И. П., Мацонашвили Б. Н., Трофимов В. Т., Флусов Г. В. // ЖТФ. 1981. Т. 51. № 5. С. 943—948.
- [13] Засавицкий И. И., Мацонашвили Б. Н., Погодин В. И., Шотов В. П. // ФТП. 1974. Т. 8. № 4. С. 732—736.
- [14] Weber W. H., Yeung K. F. // J. Appl. Phys. 1973. V. 44. N 11. P. 4991—5000.
- [15] Kriechbaum M., Pascher H., Röthlein P., Bauer G., Clemens H. // Superlattices and Microstructures. 1989. V. 5. N 1. P. 93—98.
- [16] Kriechbaum M., Ambrosch K. E., Fantner E. J., Clemens H., Bauer G. // Phys. Rev. B. 1984. V. 30. N 6. P. 3394—3405.
- [17] Валейко М. В., Засавицкий И. И., Мацонашвили Б. Н., Рухадзе З. А., Ширков А. В. // ФТП. 1990. Т. 24. № 8. С. 1437—1442.

Физический институт им. П. Н. Лебедева  
Москва

Поступило в Редакцию  
12 сентября 1990 г.