

## ЭЛЕКТРОННАЯ ЗОННАЯ СТРУКТУРА МОНОСЛОЙНЫХ СВЕРХРЕШЕТОК (111) ИЗ УЗКОЗОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ $A^{IV}B^{VI}$

Канцер В. Г., Малкова Н. М., Тофан В. А.

На основе симметричного анализа и  $p$ -модели зонного спектра для полупроводников  $A^{IV}B^{VI}$  развита теория электронного спектра монослойных сверхрешеток (МСР)  $(IV_AVI_A)_1 (IV_BVI_B)_1$ , ориентированных вдоль оси [111]. Установлено, что сверхрешетки  $(IV_AVI_A)_m (IV_BVI_B)_n$  при  $m+n=3l$  ( $m, n, l$  — целые числа) имеют пространственную группу  $D_{3d}^5$  и гексагональную структуру, а при  $m+n \neq 3l$  — группу  $D_{3d}^5$  и ромбоэдрическую решетку. Предсказано, что актуальные зонные экстремумы МСР расположены в точках  $L$  и  $\Gamma$  зоны Бриллюэна. Рассчитан ряд зонных параметров для МСР типа  $(PbTe)_1(SnTe)_1$  и  $(PbS)_1(PbTe)_1$  и показано, что энергетический спектр первых МСР является инверсным, а спектр вторых — нормальным. Изучена картина перестройки спектра сверхрешеток  $(PbTe)_1(SnTe)_1$  и  $(PbS)_1(PbTe)_1$  в зависимости от фактора деформации и установлено, что в этих МСР возможен ряд переходов от полупроводникового спектра к полуметаллическому. Показано, что разупорядочение в сверхрешетке  $(PbTe)_1(SnTe)_1$  приводит к уменьшению энергетических зазоров в спектре, а в  $(PbS)_1(PbTe)_1$  — к их росту.

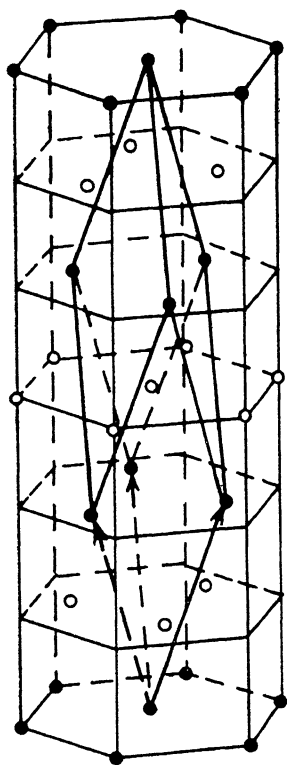
1. На передние рубежи физики полупроводников в последние годы выдвинулись исследования сверхрешеток (СР) и структур с квантовыми ямами. Наиболее интенсивно ведется изучение таких объектов на основе соединений  $A^{III}B^V$ , прежде всего системы GaAs—AlAs [1]. Быстрый прогресс в разработке технологических методов получения СР из этих материалов, обеспечивающий прецизионное управление процессами роста и контроль качества получаемых структур, открыл пути создания СР с ультратонкими слоями [2, 3], включая и монослойные СР типа  $(GaAs)_1(AlAs)_1$ . Целый набор отличительных особенностей этих СР по сравнению с традиционными длинопериодическими СР дал основание рассматривать их как новые искусственные полупроводниковые материалы [4].

Успехи, достигнутые в изучении СР на основе соединений  $A^{III}B^V$ , стимулируют поиск и изучение новых полупроводниковых СР. В частности, активно ведется исследование СР на основе узкозонных полупроводников типа  $A^{IV}B^{VI}$  и  $A^{IV}B^{VI}$ . Одна из побудительных причин их изучения связана с тем, что СР типа HgTe—CdTe и PbTe—SnTe рассматриваются как новый материал ИК оптоэлектроники, альтернативный твердым растворам  $Cd_xHg_{1-x}Te$  и  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  [5, 6]. Наряду с этим экспериментальные исследования свойств таких СР показали, что, обладая основными особенностями, ранее изученными на СР на основе  $A^{III}B^V$ , они имеют и ряд уникальных свойств, связанных с эффектом взаимной инверсии зонного спектра в исходных компонентах [5]. С учетом специфики узкозонных полупроводников большой интерес представляет изучение СР с ультратонкими слоями. Первые исследования таких систем начаты в работах [7, 8].

Интерес к электронным свойствам СР с ультратонкими слоями связан с уникальной возможностью управлять их зонной структурой, придавая ей ряд специфических черт, недостижимых в естественных кристаллах. Рассмотрение электронной структуры длинопериодических СР в окрестности зонных экстремумов основано на концепции квантово-механического ограничения движения носителей заряда и их туннелирования и ведется в рамках метода эффективной

массы. В СР с ультратонкими слоями взаимодействие между электронами в квантовых ямах является значительным, и в данном случае необходимо разрабатывать новые методы расчета, основанные на рассмотрении кристалла как целого. Для СР на основе соединений  $A^{IV}B^V$  и  $A^{IV}B^{VI}$  такие методы разработаны [7, 8]. Что же касается СР с ультратонкими слоями из полупроводников  $A^{IV}B^{VI}$ , то изучение их зонного спектра пока не проводилось.

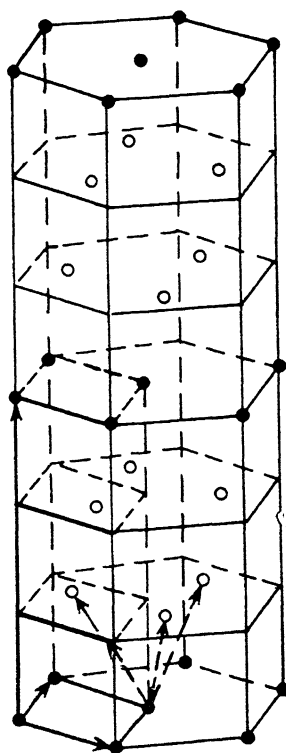
В настоящей работе развивается теория электронного энергетического спектра монослойных СР из узкозонных полупроводников  $A^{IV}B^{VI}$ , ориенти-



• 1    ○ 2

Рис. 1. Решетка Браве монослойных СР  $(IV_A^{VI_A})_1(IV_B^{VI_A})_1$ .

Жирными линиями выделена элементарная ячейка. 1 — элемент  $VI_A$ , 2 — элемент  $IV_B$ .



• 1    ○ 2

Рис. 2. Решетка Браве монослойных СР  $(IV_A^{VI_A})_1(IV_B^{VI_A})_2$ .

Жирные стрелки — векторы примитивных трансляций, для сравнения векторы примитивных трансляций ГЦК решетки показаны прерывистыми линиями. 1 — элемент  $IV_A$ , 2 — элемент  $IV_B$ .

рованных вдоль тригональной оси [111]. Подход основан на симметричном анализе СР  $(IV_A^{VI_A})_m(IV_B^{VI_B})_n$  и  $p$ -модели зонного спектра для полупроводников  $A^{IV}B^{VI}$  [9]. В рамках данного метода были проведены численные расчеты ряда зонных параметров монослойных СР  $(PbTe)_1(SnTe)_1$  и  $(PbS)_1(PbTe)_1$ .

2. Прежде чем перейти к изложению модели энергетического спектра монослойных СР, проведем симметричный анализ кристаллической структуры СР  $(IV_A^{VI_A})_m(IV_B^{VI_B})_n$ , ориентированных вдоль тригональной оси [111] при произвольных значениях  $m$  и  $n$ , где  $m, n$  — целые числа, обозначающие количество слоев каждого материала. Кристаллическая решетка полупроводников  $A^{IV}B^{VI}$  состоит из двух гранецентрированных кубических (ГЦК) подрешеток, вставленных одна в другую и сдвинутых друг относительно друга на вектор  $\tau = a(1, 1, 1)$ , где  $a$  — постоянная решетки. Одна из ГЦК подрешеток сформирована из атомов металла, вторая — из атомов халькогена. Вдоль направления [111] происходит чередование атомных слоев с двумерными треугольными

решетками из металла и халькогена. При этом в каждой из ГЦК подрешеток полное совмещение атомных слоев вдоль [111] происходит через каждые три слоя.

Рассмотрим вначале элементарную ячейку (рис. 1) сверхрешетки типа  $(IV_A VI_A)_1 (IV_B VI_A)_1$ , которая имеет ту же пространственную группу симметрии что и  $CP (IV_A VI_A)_1 (IV_B VI_B)_1$ . Как видно из рис. 1, период  $CP$  вдоль [111] в 2 раза больше периода решетки  $A^{IVBVI}$ , и решетка Браве имеет ромбоэдрическую структуру, причем точечная группа симметрии элементарной ячейки  $D_{3d}$ . Другой является структура  $CP$  типа  $(IV_A VI_A)_1 (IV_B VI_B)_2$ . В этом случае (рис. 2) вдоль направления [111] происходит утроение периода решетки  $A^{IVBVI}$ , а вследствие полного совмещения слоев вдоль [111] через каждые три слоя решетка Браве имеет гексагональную структуру. При этом, однако, точечная группа симметрии остается  $D_{3d}$ , т. е. та же, что и для монослойных  $CP$ .

Анализ показывает, что при произвольных комбинациях числа слоев  $m$  и  $n$  существуют только эти два типа структур. При  $m+n=3l$  структура  $CP (IV_A VI_A)_m (IV_B VI_B)_n$  является гексагональной, а при  $m+n \neq 3l$  — ромбоэдрической ( $l$  — целое число). Однако при любых комбинациях  $m$  и  $n$  точечная группа симметрии элементарной ячейки  $D_{3d}$ . К точечной группе  $D_{3d}$  относятся шесть пространственных групп [10]. Четыре из них ( $D_{3d}^i, i=1-4$ ) соответствуют гексагональным решеткам Браве, а остальные две ( $D_{3d}^5$  и  $D_{3d}^6$ ) — ромбоэдрическим. Однако если учесть, что пространственная группа  $O_h^5$  полупроводников  $A^{IVBVI}$  симморфна, т. е. не содержит операций симметрии в виде плоскостей скольжения и винтовых осей, то из шести перечисленных групп остаются только две:  $D_{3d}^1$  и  $D_{3d}^5$ . Таким образом, пространственная группа для  $CP (IV_A VI_A)_m (IV_B VI_B)_n$  с  $m+n=3l$  —  $D_{3d}^1$ , а для  $CP$  с  $m+n \neq 3l$  —  $D_{3d}^5$ .

3. Основой рассмотрения электронного энергетического спектра монослойных  $CP$  является  $p$ -модель [9] для полупроводников  $A^{IVBVI}$ . Построение энергетического спектра веществ в рамках  $p$ -модели [9] начинается с рассмотрения «прафазы» с простой кубической решеткой, спектр которой является металлическим и описывается гамильтонианом  $\hat{H}_0$ . Диелектризация металлического спектра прафазы, сопровождаемая возникновением полупроводникового состояния в соединениях  $A^{IVBVI}$ , связана в  $p$ -модели [9] с наложением на простую кубическую решетку так называемого потенциала ионности  $\Delta(\mathbf{r})$ , имеющего период ГЦК решетки и учитывающего химическое различие атомов металла и халькогена. При этом предпосылкой для диелектризации спектра является почти полная конгруэнтность поверхности Ферми прафазы, а наименьшие зазоры в спектре соединений  $A^{IVBVI}$  возникают в точках  $L$  зоны Бриллюэна, т. е. в точках наибольшего вырождения.

В соответствии с приведенным выше анализом кристаллической структуры монослойных сверхрешеток (MCP) налагаемое на простую кубическую решетку прафазы возмущение должно состоять из нескольких частей. Первая часть возмущения  $\Delta(\mathbf{r})$ , которую назовем первым потенциалом ионности, полностью эквивалентна возмущению для полупроводников  $A^{IVBVI}$ . Она имеет периодичность ГЦК решетки и учитывает химическое различие между атомами халькогена (металла) и усредненными в рамках приближения виртуального кристалла псевдоатомами металла (халькогена). В качестве второй части возмущения вводится второй потенциал ионности  $\Sigma(\mathbf{r})$ , связанный с химическим различием двух типов упорядоченных атомов металла (халькогена) и имеющий трансляционную периодичность MCP. В этот же потенциал  $\Sigma(\mathbf{r})$  включается возмущение, связанное со смещением слоев, так как проведенный нами ранее анализ для тройных соединений  $A^{III}B^IVC_2^{VI}$  [11] показал, что это возмущение имеет симметричные свойства, аналогичные  $\Sigma(\mathbf{r})$ . Наконец, для учета акустической деформации вводится слагаемое  $\varepsilon(\mathbf{r})$ , которое имеет период простой кубической решетки. Поскольку в состав соединений  $A^{IVBVI}$  входят тяжелые элементы, то необходимо учитывать и спин-орбитальное взаимодействие, которое из соображений симметрии также удобно разбить на три части:  $\Lambda(\mathbf{r})$ ,  $\Lambda^A(\mathbf{r})$  и  $\Lambda^B(\mathbf{r})$ , имеющие трансляционные периоды потенциалов простой кубической решетки,  $\Delta(\mathbf{r})$  и  $\Sigma(\mathbf{r})$  соответственно. Таким образом, полный гамильтониан задачи имеет вид

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{\Lambda} + \varepsilon + \hat{\Delta} + \hat{\Lambda}^A + \hat{\Lambda}^B. \quad (1)$$

Согласно  $p$ -модели [9], решение уравнения Шредингера  $H\psi = E\psi$  ищется с помощью разложения  $\psi$  по базису блоховских функций простой кубической решетки, построенных из  $p$ -орбиталей. Секулярное уравнение для определения спектра МСР в этом базисе принимает вид

$$\begin{vmatrix} \mathcal{H}^{\text{ГЦК}}(\mathbf{k}|\varepsilon) - E\hat{I} & \hat{\Sigma}(\mathbf{k}) \\ \hat{\Sigma}^+(\mathbf{k}) & \mathcal{H}^{\text{ГЦК}}(\mathbf{k} - Q/2|\varepsilon) - E\hat{\Sigma} \end{vmatrix} = 0, \quad (2)$$

где  $\hat{I}$  — единичная матрица 12-го ранга,  $\mathcal{H}^{\text{ГЦК}}(\mathbf{k}|\varepsilon)$  — матрица гамильтониана деформированной ГЦК решетки,  $\hat{\Sigma}(\mathbf{k})$  — недиагональный блок, связанный с удвоением периода МСР по сравнению с  $A^{\text{IV}}V^{\text{VI}}$  и связывающий состояния, разделенные вектором  $Q/2 = (\pi/2a)(1, 1, 1)$ .

Энергетический спектр МСР на основе полупроводников  $A^{\text{IV}}V^{\text{VI}}$ , описываемый уравнением (2), в рамках предлагаемой интерполяционной модели определяется набором феноменологических параметров. Параметры, входящие в  $\mathcal{H}^{\text{ГЦК}}$  (без учета слагаемых, связанных с деформацией), определяют зонный спектр твердых растворов  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$  и хорошо известны [9]. К ним добавляется еще один набор параметров, главные из которых определяются следующим образом [12]. Параметр  $\varepsilon_0$ , связанный с потенциалом ромбоэдрической деформации, вычисляется по величине  $\varepsilon_{xy}$  тензора деформации (ось  $z$  вдоль тригональной оси) и константам деформационного потенциала для  $A^{\text{IV}}V^{\text{VI}}$ . Поскольку величина  $\varepsilon_{xy}$  для МСР из полупроводников  $A^{\text{IV}}V^{\text{VI}}$  пока неизвестна, расчеты будут выполнены при

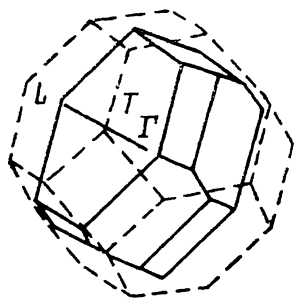


Рис. 3. Зоны Бриллюэна полупроводников  $A^{\text{IV}}V^{\text{VI}}$  (штриховые линии) и СР  $(\text{IV}_A\text{VI}_A)_1(\text{IV}_B\text{VI}_A)_1$  (сплошные).

различных значениях  $\varepsilon_0$ . Параметр  $\Sigma_0$ , описывающий химическое различие атомов металла (халькогена), можно определить по формуле  $\Sigma_0 = \Delta_1 - \Delta_2$ , где  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$  — потенциалы ионности в  $p$ -модели [9] для составляющих МСР полупроводников  $A^{\text{IV}}V^{\text{VI}}$ . Наконец, параметр  $\lambda^2$  определяется как полуразность констант спин-орбитального расщепления атомов металла (халькогена).

4. В кубических полупроводниках  $A^{\text{IV}}V^{\text{VI}}$  и их твердых растворах зонные экстремумы расположены в  $L$ -точках зоны Бриллюэна (рис. 3). В результате удвоения периода МСР объем зоны Бриллюэна уменьшается в 2 раза (рис. 3). При этом  $L$ -точки, расположенные на выделенном тригональном направлении  $[111]$ , совмещаются с  $\Gamma$ -точкой зоны Бриллюэна, а остальные три  $L$ -точки совмещаются с  $X$ -точками и превращаются в  $L$ -точки зоны Бриллюэна МСР с малой группой симметрии  $C_{2h}$  (рис. 3). Следовательно, в МСР  $(111)$  из полупроводников  $A^{\text{IV}}V^{\text{VI}}$  наиболее вероятными точками локализации зонных экстремумов [по крайней мере, при малых величинах потенциалов  $\Sigma(\mathbf{r})$  и  $\Delta(\mathbf{r})$ ] являются  $L$ - и  $\Gamma$ -точки зоны Бриллюэна. Поэтому в первую очередь необходимо определить энергетические параметры МСР в этих точках. Однако следует подчеркнуть, что развитая в работе модель позволяет анализировать ход энергетических ветвей по всей зоне Бриллюэна.

5. Численные расчеты выполнялись на ЭВМ для двух типов СР  $(\text{PbTe})_1(\text{SnTe})_1$  и  $(\text{PbS})_1(\text{PbTe})_1$ . На рис. 4 приведена картина смещения зонных экстремумов в СР  $(\text{PbTe})_1(\text{SnTe})_1$  в зависимости от параметра деформации  $\varepsilon_0$ . Отметим, что положительные значения  $\varepsilon_0$  соответствуют растяжению вдоль плоскости СР и сжатию вдоль тригональной оси, а отрицательные — обратному случаю. Как видно из рис. 4, при  $\varepsilon_0 > 0$  спектр  $(\text{PbTe})_1(\text{SnTe})_1$  является полупроводниковым с двумя группами экстремумов в зоне проводимости и в валентной зоне, причем абсолютная щель в спектре возникает в  $L$ -точке. Порядок следования термов, так же как и в твердом растворе  $\text{Pb}_{0.5}\text{Sn}_{0.5}\text{Te}$ , является инверсным. При  $\varepsilon_0 < 0$  картина энергетического спектра иная. В этом случае уже при не-

большом значении параметра  $\epsilon_0$  возникает перекрытие между  $\Gamma$ -зоной проводимости и валентной  $L$ -зоной и СР  $(\text{PbTe})_1(\text{SnTe})_1$  становится полуметаллической. На вставке рис. 4 приведены зависимости энергетических зазоров  $E_g$  и  $E_{g'}$  от параметра  $\Sigma_0$  для СР  $(\text{PbTe})_1(\text{SnTe})_1$  при  $\epsilon_0=0$ . Эти кривые отражают изменение щелевых параметров в зависимости от меры разупорядочения СР. Точка  $\Sigma_0=-0.203$  эВ соответствует упорядоченной структуре, а точка  $\Sigma_0=0$  — неупорядоченной, т. е. твердому раствору  $\text{Pb}_{0.5}\text{Sn}_{0.5}\text{Te}$ . Ход кривых  $E_{gL}$  ( $E_g$  и  $E_{g\Gamma}$  ( $\Sigma_0$ ) показывает, что по мере роста степени разупорядочения (уменьшение  $\Sigma_0$ ) эти энергетические зазоры уменьшаются.

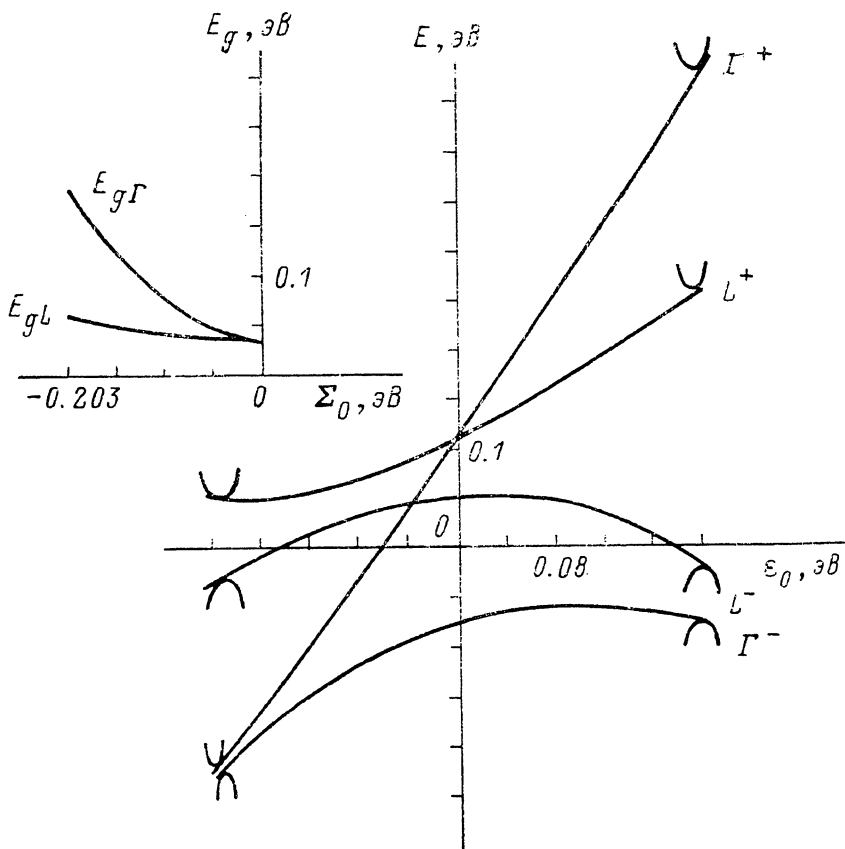


Рис. 4. Смещение зонных экстремумов в СР  $(\text{PbTe})_1(\text{SnTe})_1$  в зависимости от параметра деформации.

На вставке — зависимости энергетических зазоров в точках  $\Gamma_2$  и  $L$  от параметра  $\epsilon_0$ .

Аналогичные расчеты проведены для СР  $(\text{PbS})_1(\text{PbTe})_1$ . Как видно из рис. 5 картина смещения зонных экстремумов в зависимости от параметра деформации  $\epsilon_0$  является иной, чем в СР  $(\text{PbTe})_1(\text{SnTe})_1$ . В первую очередь следует обратить внимание на то, что в зависимости от  $\epsilon_0$  зонные экстремумы в  $L^-$  и  $\Gamma^-$  точках смещаются в противоположные стороны. Это приводит к тому, что уже при небольших положительных значениях параметра  $\epsilon_0$  происходит существенная перестройка энергетического спектра. В интервале значений  $0 < \epsilon_0 < \epsilon_{01}$  СР  $(\text{PbTe})_1(\text{PbS})_1$  является полупроводником с непрямой энергетической щелью, которая уменьшается с ростом  $\epsilon_0$ . После прохождения точки  $\epsilon_0 = \epsilon_{01}$  возникает перекрытие между валентной зоной  $\Gamma^+$  и зоной проводимости  $L^-$ , и система  $(\text{PbS})_1(\text{PbTe})_1$  переходит в полуметаллическое состояние, которое сохраняется и после инверсии  $\Gamma$ -термов при  $\epsilon_0 = \epsilon_{02}$ . Но в этом случае зона проводимости  $L^-$  перекрывается уже с валентной зоной  $\Gamma^-$ . При  $\epsilon_0 < 0$  система  $(\text{PbS})_1(\text{PbTe})_1$  остается полупроводниковой в сравнительно большом интервале значений  $|\epsilon_0|$ , причем при  $0 > \epsilon_0 > \epsilon_{03}$  абсолютная щель в спектре прямая.

а при  $\varepsilon_{03} > \varepsilon_0 > \varepsilon_{04}$  — непрямая. В области больших значений параметра деформации  $|\varepsilon_0| > |\varepsilon_{04}|$  возникает перекрытие между зоной проводимости  $\Gamma^-$  и валентной зоной  $L^+$ , и СР  $(\text{PbS})_1(\text{PbTe})_1$  становится полуметаллической.

На вставке рис. 5 приведены кривые зависимостей щелевых параметров  $E_{gL}$  и  $E_{g\Gamma}$  от  $\Sigma_0$  для СР  $(\text{PbS})_1(\text{PbTe})_1$  при  $\varepsilon_0 = 0$ . Их сопоставление с аналогичными зависимостями для СР  $(\text{PbTe})_1(\text{SnTe})_1$  (рис. 4) показывает, что влияние фактора разупорядочения (изменение  $\Sigma_0$ ) на щелевые параметры  $E_{gL}$  и  $E_{g\Gamma}$

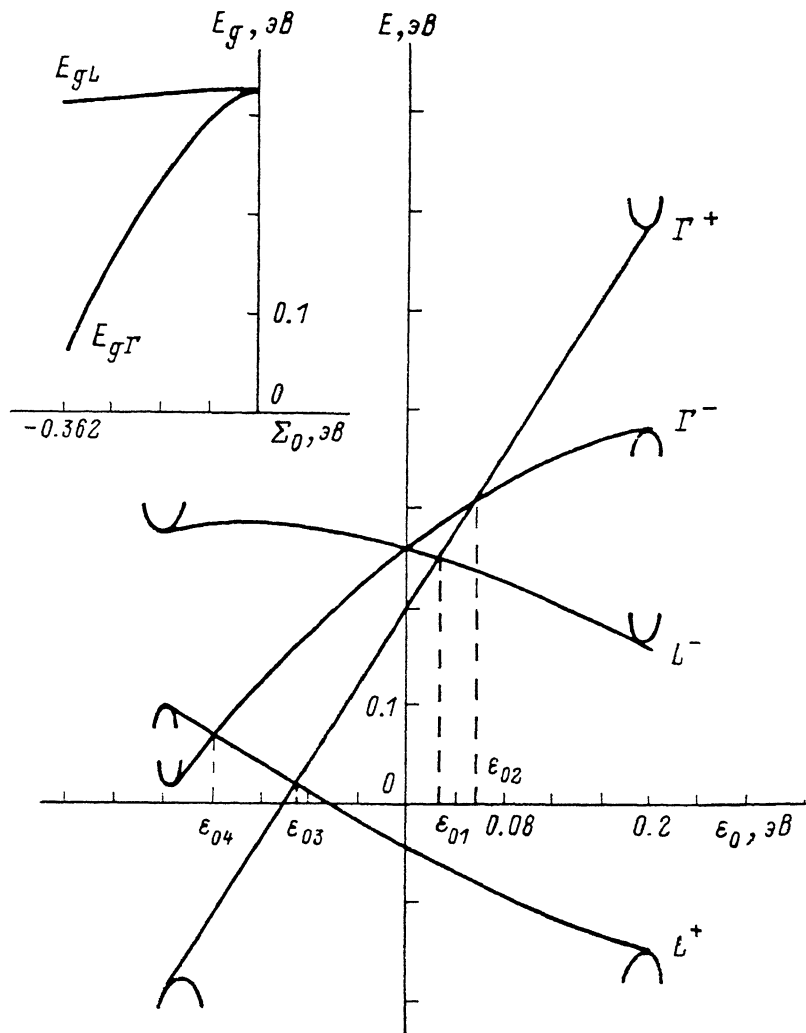


Рис. 5.

То же, что и на рис. 4, но для СР  $(\text{PbS})_1(\text{PbTe})_1$ .

в СР  $(\text{PbS})_1(\text{PbTe})_1$  является обратным по сравнению с  $(\text{PbTe})_1(\text{SnTe})_1$ . Это обусловлено тем, что при  $\varepsilon_0 = 0$  зонный спектр  $(\text{PbS})_1(\text{PbTe})_1$  нормальный, а  $(\text{PbTe})_1(\text{SnTe})_1$  — инверсный. Следует также подчеркнуть, что для обоих типов СР влияние фактора разупорядочения намного сильнее сказывается на энергетическом зазоре в точке  $\Gamma$ . Это связано с тем обстоятельством, что в узкозонных полупроводниках  $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$  энергетические уровни в точке  $L$  расположены намного ближе к уровням в точке  $\Gamma$ , чем к уровням в точке  $X$  [13]. Поэтому влияние потенциала  $\Sigma(\mathbf{r})$  на энергетический зазор  $E_{gL}$  сильно подавлено.

Таким образом, проведенный нами анализ энергетического спектра МСР (111) из узкозонных полупроводников  $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$  показывает, что наиболее вероятными точками локализации зонных экстремумов являются  $L^-$  и  $\Gamma^-$  точки зоны Бриллюэна. Результаты численных расчетов энергетических характери-

стик в окрестности этих точек для  $CP$   $(PbTe)_1(SnTe)_1$  и  $(PbS)_1(PbTe)_1$  дают основания для вывода о том, что данные искусственные материалы открывают новые широкие возможности для модификации электронного энергетического спектра многослойных структур на основе полупроводников  $A^{IV}B^{VI}$ . Более детальный анализ зонного спектра таких  $CP$ , включающий, в частности, рассмотрение структуры краев зон и расчет энергетических ветвей по всей зоне Бриллюэна, будет проведен в другой работе. В заключение отметим, что сейчас нет возможности сопоставления полученных теоретических результатов с экспериментальными данными, так как создание и изучение таких объектов на основе полупроводников  $A^{IV}B^{VI}$  только начинается [6]. Авторы надеются, что полученные результаты будут хорошим стимулом для подключения новых групп экспериментов к изучению сверхрешеток с ультразвуковыми слоями из полупроводников  $A^{IV}B^{VI}$ .

#### Список литературы

- [1] Силин А. П. // УФН. 1985. Т. 147. В. 3. С. 385—522.
- [2] Isibashi A., Mori Y., Itabashi M., Watanabe N. // J. Appl. Phys. 1985. V. 58. N 7. P. 2691—2695.
- [3] Isu T., De-sheng Jiang, Ploog K. // J. Appl. Phys. 1987. V. A43. N 1. P. 75—79.
- [4] Cardona M., Suemoto T., Christensen N. E., Isu T., Ploog K. // Phys. Rev. 1987. V. B36. N 11. Pt 1. P. 5906—5913.
- [5] Voos M. // Surf. Sci. Rep. 1987. V. 7. N 5. P. 189—209.
- [6] Tamor M. A., Holloway H., Davis L. C., Baird M. J., Chase R. E. // Superlat. Microstructur. 1988. V. 4. N 4/5. P. 497—501.
- [7] Schulman J. N., McGill M. // Phys. Rev. 1986. V. B33. N 4. P. 2594—2601.
- [8] Heremans J., Partin D. L. // Phys. Rev. 1988. V. B37. N 11. P. 6314—6314.
- [9] Волков Б. А., Панкратов О. А., Сазонов А. В. // ЖЭТФ. 1983. Т. 85. В. 4. С. 1395—1908.
- [10] Bradley C. J., Cracknell D. The mathematical theory of symmetry in solids. Oxford, 1972. 480 p.
- [11] Гицу Д. В., Канцер В. Г., Попович Н. С. Тройные узкозонные полупроводники  $A^3B^3C_3$ . Кишинев, 1986. 306 с.
- [12] Канцер В. Г., Малкова Н. М. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 11. С. 2034—2041.
- [13] Волков Б. А., Панкратов О. А., Сазонов А. В. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 10. С. 1734—1742.

Институт прикладной физики АН МССР  
Кишинев

Получена 18.05.1989  
Принята к печати 5.07.1989