

## КИНЕТИКА И СПЕКТР ФОТОПРОВОДИМОСТИ ГЕТЕРОСТРУКТУР PbTe/Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te, ВЫРАЩЕННЫХ НА ПОДЛОЖКАХ BaF<sub>2</sub>

И. И. Засавицкий, А. В. Матвеев, Б. Н. Мацонашвили, В. Т. Трофимов

Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук, 117924, Москва, Россия  
(Получена 21.04.1992. Принята к печати 7.05.1992)

Из спектров и кинетики фотопроводимости сверхрешеток (СР) и структур с квантовыми ямами типа PbTe/Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te/BaF<sub>2</sub> следует, что гетеропереход принадлежит к ковариантному типу (тип I'). Построена энергетическая диаграмма напряженной (выращенной на BaF<sub>2</sub>) СР. Величина разрыва зоны проводимости в зависимости от состава равна  $\Delta E_c/\Delta x = 320$  мэВ. Обнаружен глубокий резонансный уровень, который не наблюдается на отдельных эпитаксиальных слоях. Сделано предположение, что уровень формируется в объеме PbTe. Его энергия, отсчитанная от дна зоны проводимости, равна  $\approx 150$  мэВ. Записана и решена система дифференциальных уравнений, описывающих кинетику фотопроводимости в СР.

В настоящее время существуют два ряда работ, в которых делаются противоположные выводы о типе энергетической диаграммы гетероперехода PbTe/Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te. Результаты исследований магнитосопротивления [1], спинового резонанса [2], фотолюминесценции [3], внутри- и межзонных оптических измерений [4] объяснялись с помощью контрвариантной энергетической диаграммы. На основе же измерений циклотронного резонанса, эффекта Шубникова—де-Гааза и эффекта стабилизации уровня Ферми путем легирования индием [5], эффекта Бурштейна—Мосса в сверхрешетках (СР) *n*- и *p*-типа [6], вольтамперных характеристик, гетеролазеров [7] авторы пришли к выводу, что эта гетеропара создает ковариантную СР типа I' (зона проводимости Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te располагается выше зоны проводимости PbTe).

Цель работы — измерение кинетики и спектров фотопроводимости (ФП) сверхрешеток и структур с квантовыми ямами типа PbTe/Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te/BaF<sub>2</sub> и определение разрывов зоны проводимости  $\Delta E_c$  и валентной зоны  $\Delta E_v$ . Измерение величин  $\Delta E_{c,v}$  на таких структурах имеет преимущество по сравнению с измерениями на отдельных гетеропереходах. Это связано с тем, что величина изгиба зон в гетеропереходе  $\Delta U$ , связанная с перераспределением заряда, равна разности энергий Ферми граничащих слоев и может достигать десятков мэВ, что затрудняет измерение разрывов зон. В сверхрешетке происходит обрезание  $\Delta U$  на расстоянии, равном толщине слоя  $L_z$ , при этом  $\Delta U = 2\pi n e^2 (L_z/2)^2/\kappa$ , где  $\kappa$  — диэлектрическая проницаемость. Для типичных концентраций  $n \leq 2 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup> и толщин  $L_z < 400$  Å величина  $\Delta U$  составляет всего  $\sim 1$  мэВ.

### Техника эксперимента

Сверхрешетки<sup>1</sup> и структуры с квантовыми ямами *n*- и *p*-типа проводимости выращивались методом мгновенного испарения в вакууме на подложках (111) BaF<sub>2</sub>. Первым напылялся буферный слой PbTe толщиной  $\sim 1$  мкм. Струк-

<sup>1</sup> В дальнейшем для простоты используется единая аббревиатура СР для всех использованных структур, хотя часть из них нельзя отнести к сверхрешеткам из-за малой прозрачности барьерного слоя.

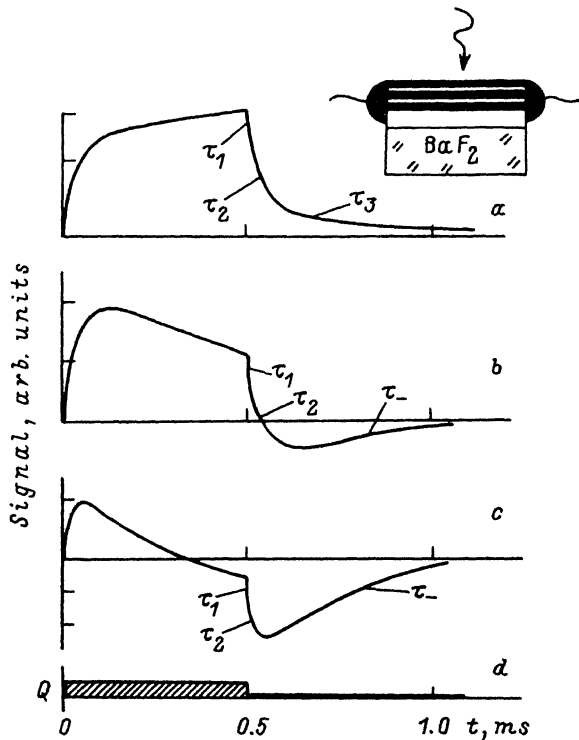


Рис. 1. Форма сигнала фотоответа для СР *p*- и *n*-типа проводимости при  $h\nu > h\nu_{fb}$  (a-c). Форма импульса возбуждения (d). *Q* — интенсивность возбуждения. *T*, К: a — 60, b — 50, c — 65. a — *p*-тип; b, c — *n*-тип.

тура содержала от 5 до 20 пар слоев PbTe и  $Pb_{0.89}Sn_{0.11}Te$ . Толщины квантовых ям и барьеров варьировались в пределах  $100 \div 400$  Å. Концентрация и подвижность носителей измерялись при пропускании тока вдоль слоев СР и составляли при  $T = 77$  К соответственно  $(1 \div 5) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и  $(1 \div 5) \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ . Омические контакты изготавливались путем напыления на торцы структуры In или Au соответственно для образцов *n*- и *p*-типа проводимости. Образцы для измерения ФП выкальвывались длиной  $1 \div 5$  мм (рис. 1).

Измерения спектров и кинетики ФП проводились в бесфоновой камере [8] при температуре  $T = 4.2 \div 300$  К. Возбуждение образца осуществлялось полупроводниковыми лазерами с длинами волн  $\lambda = 0.9 \div 22$  мкм и длительностью импульса возбуждения  $\tau_i = 10^{-6} \div 10^{-2}$  с. Проводились также измерения при возбуждении монохроматизированным излучением штифта Нернста, которое модулировалось трапецеидальными импульсами с  $\tau_i \sim 10^{-3}$  с и частотой повторения 50 Гц. В этом случае образец монтировался в криостате с регулируемой температурой, через окна которого вместе с возбуждающим излучением попадало фоновое излучение с  $T_b = 300$  К. При измерении ФП ток пропускался вдоль слоев СР. Сигнал ФП усиливался широкополосной схемой с полосой пропускания  $10 \div 10^6$  Гц. Время релаксации определялось на полувысоте кривой спада для каждой составляющей сложного сигнала ФП.

### Результаты измерений

Фотопроводимость СР существенно отличалась от ФП исходных слоев, которая при  $T = 4.2 \div 77$  К была очень слабой, а время ее релаксации не превышало

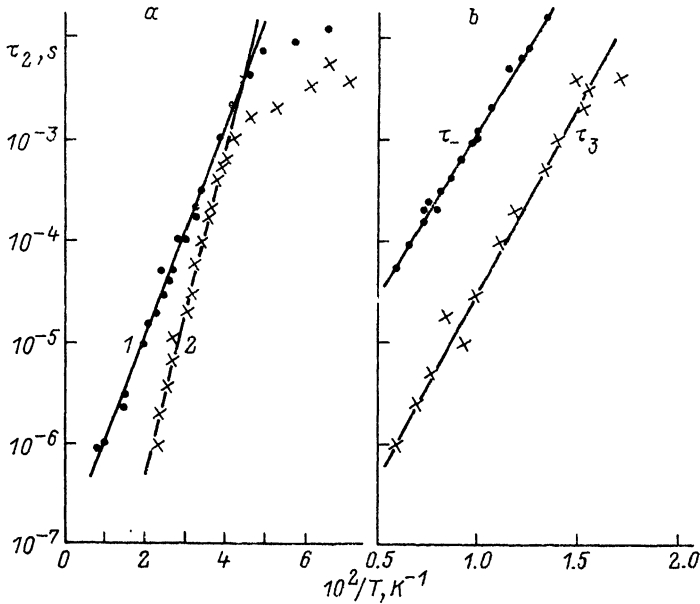


Рис. 2. Температурная зависимость времени релаксации сигнала ФП для второй (а) и третьей (б) компоненты. 1 — *n*-тип, 2 — *p*-тип.

100 мкс. СР обладали достаточно высокой фоточувствительностью, релаксация ФП имела длинновременные составляющие, наблюдалась фоточувствительность при энергии кванта возбуждения меньше ширины запрещенной зоны.

Форма сигнала фотоответа приведена на рис. 1. Путем изменения условий измерения (температуры  $T$ ,  $\tau_i$  и энергии кванта возбуждения  $h\nu$ ) в сигнале можно выделить три составляющие, которые характеризуются разными временами релаксации  $\tau$ . Первая составляющая имеет время спада  $\tau_1 < 10^{-7}$  с, наблюдается при  $h\nu > E_g$  ( $x = 0.11$ ) и связана с прямой межзонной рекомбинацией неравновесных носителей. Вторая составляющая наблюдается в СР как *n*-, так и *p*-типа проводимости при любой энергии кванта возбуждения, при которой существует фоточувствительность. Время спада  $\tau_2$  уменьшается от  $10^{-2}$  до  $10^{-6}$  с при увеличении температуры от 20 до 100 К.

При энергии кванта больше некоторой пороговой величины  $h\nu > h\nu_{th} \approx 350$  мэВ возбуждается третья компонента ФП, которая по-разному проявляется в СР *n*- и *p*-типа проводимости. В случае *p*-типа эта составляющая имеет положительную полярность, время ее спада  $\tau_3$  уменьшается от  $10^{-2}$  до  $10^{-6}$  с при повышении  $T$  от 60 до 170 К. В образцах *n*-типа она имеет отрицательную полярность (увеличение сопротивления при фотовозбуждении) с временем спада  $\tau_-$ , величина которого близка к  $\tau_3$ . При  $T < 60$  К величины  $\tau_3$  и  $\tau_-$  становятся больше максимальной величины, которую может измерять использованная широкополосная схема регистрации. В этом случае наблюдается остаточная ФП (изменение стационарного сопротивления), которая положительна для образцов *p*-типа и отрицательна для образцов *n*-типа. Ее величина достигает  $\sim 20\%$ . Поскольку сигнал с большей величиной времени релаксации лучше возбуждается длинными импульсами, соотношение между амплитудами компонент  $A_2$  и  $A_3$  можно изменять, варьируя длительность импульса возбуждения  $\tau_j$ . На кривой нарастания сигнала ФП также проявляются три компонента с теми же временами  $\tau_2$ ,  $\tau_3$ ,  $\tau_-$ .

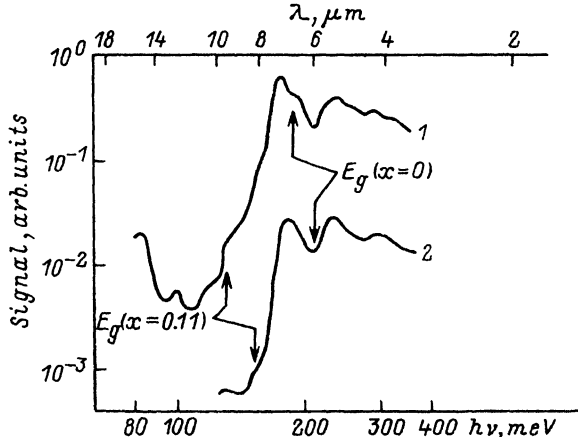


Рис. 3. Спектры ФП для второй компоненты сигнала в образцах  $p$ -типа при 14 К (1) и 67 (2).  $E_g(x=0)$  и  $(x=0.11)$  — ширина запрещенной зоны для состава  $x=0$  и 0.11.

Зависимости времен релаксации  $\tau_2$ ,  $\tau_3$  и  $\tau_-$  от температуры приведены на рис. 2. Зависимости имеют термоактивационный характер:  $\tau = \tau_0 \exp(W/kT)$  с предэкспоненциальным множителем  $\tau_0 = 10^{-8} \div 10^{-10}$  с. Величина энергии активации для второй компоненты сигнала ФП в образцах  $n$ -типа составляет  $W_2(n) \approx 20$ , для образцов  $p$ -типа  $W_2(p) \approx 30$  мэВ. С увеличением концентрации носителей  $W_2$  имеет тенденцию к уменьшению, а при  $n > 10^{18} \text{ см}^{-3}$  длительное время релаксации исчезает. Зависимость  $\tau_2(T)$  не изменяется при варьировании энергии кванта в интервале  $0.26 < h\nu < 1.3$  эВ. Величина энергии активации для третьей компоненты составляет  $W_3(p) = 70 \div 100$  мэВ. Для отрицательной компоненты (в образцах  $n$ -типа)  $W_-(n)$  несколько меньше и составляет  $65 \div 70$  мэВ.

Таким образом, рекомбинация фотовозбужденных носителей для второй компоненты сигнала ФП требует преодоления потенциального барьера высотой  $W_2 = 20 \div 30$ , а для третьей компоненты высотой барьера  $W_3 = 70 \div 100$  мэВ.

Другим интересным результатом является обнаружение фоточувствительности при энергии кванта почти в 2 раза меньшей ширины запрещенной зоны узкозонного компонента СР. При измерении в бесфоновой камере красная граница ФП при  $T = 4.2$  К составляла  $h\nu_r = 66$  для образцов  $n$ -типа и  $h\nu_r = 70$  мэВ для образцов  $p$ -типа, в то время как  $E_g(x=0.11) = 126$ , а  $E_g(x=0) = 186$  мэВ. Амплитуда сигнала при  $h\nu < E_g$  была достаточно большой, и, например, при  $h\nu \sim 80$  мэВ отношение сигнал/шум составляло  $\sim 100$ .

На рис. 3 приведены спектры ФП для второй компоненты сигнала при низких температурах. При  $h\nu \geq E_g(x=0.11)$  происходит резкое возрастание сигнала и наблюдается несколько слабо выраженных ступенек. При  $h\nu > E_g(x=0)$  наблюдаются осцилляции сигнала ФП. Максимумы сигнала совпадают с минимумами пропускания в спектрах поглощения СР. В спектре ФП при 14 К также имеется «хвост» фоточувствительности при  $h\nu < E_g(x=0.11)$ .

Для СР  $n$ -типа измерены при  $T = 4.2$  и 77 К вольтамперные характеристики при пропускании тока перпендикулярно слоям. При обеих температурах вольтамперные характеристики имеют вид, характерный для двух антипараллельно включенных диодов, при этом напряжение отсечки равно  $100 \div 200$  мэВ. Произведение сопротивления на площадь при нуле-

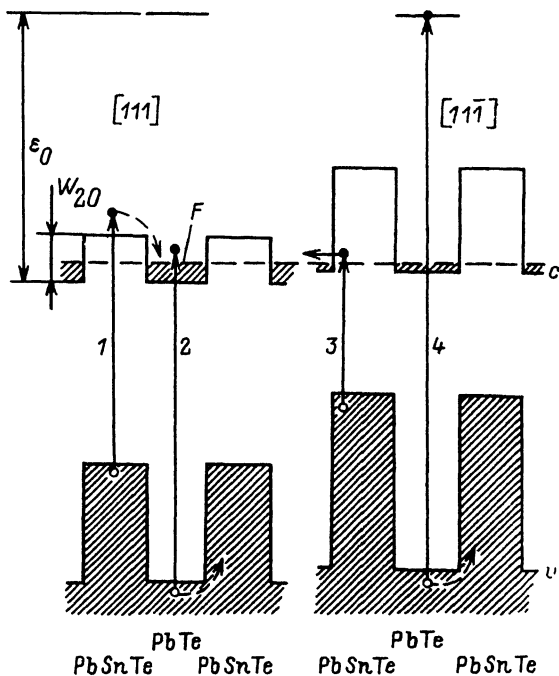


Рис. 4. Энергетическая диаграмма напряженной сверхрешетки  $n$ -типа проводимости, выращенной на подложке  $\text{BaF}_2$ .

вом смещении составляет  $1 \div 10 \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ . Таким образом, оценка подвижности электронов при их движении поперек слоев дает  $\sim 10^{-3} \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ , что на 6 порядков меньше, чем при движении вдоль слоев.

### Обсуждение результатов

Такие экспериментальные результаты, как высокая фоточувствительность, наличие длинновременной компоненты с временем релаксации  $\tau_2$  и длинноволновой хвост ФП объясняются нами ковариантным типом энергетической диаграммы СР, которая приведена на рис. 4 для случая  $n$ -типа проводимости.

Фотовозбуждение электронно-дырочных пар происходит в основном в результате прямых межзонных переходов в слоях  $\text{Pb}_{0.89}\text{Sn}_{0.11}\text{Te}$  и  $\text{PbTe}$  (переходы 1 и 2). Затем в результате быстрой (за время  $< 10^{-12} \text{ с}$ ) внутрizonной релаксации фотовозбужденные электроны стекают в потенциальные ямы зоны проводимости  $\text{PbTe}$ , а дырки — в ямы валентной зоны  $\text{Pb}_{0.89}\text{Sn}_{0.11}\text{Te}$  и оказываются пространственно разделенными. Релаксация этих носителей происходит в результате термического выброса электронов из ямы в зоне проводимости с последующей быстрой межзонной рекомбинацией с дыркой валентной зоны. Эти процессы определяют активационную зависимость  $\tau_2(T)$  (рис. 2, а) с энергией активации  $W_2 = W_{20} - F$ , где  $W_{20}$  — глубина потенциальной ямы,  $F$  — энергия Ферми, которая составляет  $\sim 15 \text{ мэВ}$  для СР  $n$ -типа. Величина  $W_2$  максимальна для СР  $p$ -типа, когда потенциальные ямы в зоне проводимости пусты, и уменьшается с ростом концентрации электронов в СР  $n$ -типа. Для образцов с  $n > 10^{18} \text{ см}^{-3}$  ямы за-

появляются полностью и вторая компонента сигнала ( $\tau_2$ ) исчезает. Наблюдаемая фотолюминесценция исследованных СР [3] объясняется заполнением потенциальных ям зоны проводимости при интенсивной ( $> 10^3$  Вт/см<sup>2</sup>) накачке излучением YAG : Nd<sup>3+</sup>-лазера. При  $T < 20$  К термический выброс электронов через барьер  $W_2$  становится неэффективным, и доминирующей становится туннельная рекомбинация сквозь барьер. Этот процесс слабо зависит от температуры и определяет насыщение  $\tau_2$  при  $T < 20$  К (рис. 2, а).

При возбуждении структур излучением с  $h\nu < E_g$  ( $x = 0.11$ ) возможны «косые» (в координатном пространстве) переходы 3 (рис. 4), которые в этом случае определяют хвост фоточувствительности; при этом носителей для прямой межзонной рекомбинации нет, и коротковременная составляющая сигнала ФП с временем  $\tau_1$  исчезает.

Для построения энергетической диаграммы СР при известных величинах  $E_g$  достаточно определения одного параметра, например глубины ямы  $W_{20}$ . Однако из-за рассогласования постоянных решеток с подложкой и разности коэффициентов термического расширения четыре эквивалентные долины Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te в L-точке зоны Бриллюэна расщепляются и формируют две системы квантовых ям для основной долины [111] и трех наклонных долин {111}. Тогда в расщепленной энергетической диаграмме СР красная граница фоточувствительности определяется переходом 3, который является косым, как в координатном, так и в импульсном пространстве. Знание величины  $h\nu_r$  позволило нам построить энергетическую диаграмму напряженной СР, которая приведена на рис. 4.

Край зоны проводимости Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te для наклонных долин {111} поднимается вверх по сравнению с основной [111] долиной, что согласуется с расчетами, выполненными с использованием деформационных потенциалов, полученных в [3]. С увеличением содержания олова в Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te происходит уменьшение величины электронного сродства твердого раствора (подъем края зоны проводимости) на величину  $\Delta E_c/\Delta x \approx 320$  мэВ, что близко к результату [6]. Все имеющиеся в литературе данные по разрывам зон в системе PbTe/Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te приводятся для напряженных структур. Учесть влияние напряжения на величину  $\Delta E_c$  можно расчетным путем. Используя полученное значение  $\Delta E_c/\Delta x$  и деформационные потенциалы из [3], нами получена относительная зависимость положения края зоны  $L_6^-$  от состава для ненапряженного кристалла  $\Delta E_c(L_6^-)/\Delta x \approx 740$  мэВ.

Существование третьей компоненты сигнала, которая наблюдается только в СР, полярность которой зависит от типа проводимости структуры и которая имеет порог возбуждения почти в 2 раза превышающий ширину запрещенной зоны  $E_g$  ( $x = 0.11$ ), нельзя объяснить, используя любую энергетическую диаграмму СР. Эти особенности объясняются нами существованием глубокого резонансного уровня, наложенного на континуум зоны проводимости. Возможная природа этого состояния обсуждается далее. Пока сделаем только естественные предположения, непосредственно следующие из эксперимента: уровень является резонансным и отделен от зонных состояний потенциальным барьером  $W_d \sim W_3 \approx W_-$ . Этот уровень способен захватить электрон, который затем релаксирует в зону проводимости за время  $\tau_d \sim \tau_3 \approx \tau_- > \tau_2$ .

Полярность сигнала ФП при оптическом захвате электрона на уровень (переход 4 на рис. 4) зависит от типа проводимости СР. В структурах n-типа после рекомбинации неравновесных дырок за время  $\tau_2$  концентрация электронов в зоне проводимости становится равной  $n = n_0 - N_d < n_0$ , где  $n_0$  — равновесная концентрация,  $N_d$  — число электронов на уровнях, т. е. наблюдается отрицательный сигнал ФП. В СР p-типа после рекомбинации неравновесных электронов за время  $\tau_2$  концентрация дырок равна  $p = p_0 + N_d > p_0$ , где  $p_0$  — равновесная концентрация, т. е. наблюдается положительный сигнал ФП. Релаксация уровня

происходит путем термического выброса электронов через барьер  $W_d$ . Кинетика ФП сверхрешетки для второй и третьей компонент сигнала описывается простыми кинетическими уравнениями

$$\frac{d\Delta n}{dt} = G_n - R + \frac{(\Delta p - \Delta n)}{\bar{\tau}_d},$$

$$\frac{d\Delta p}{dt} = G_n + G_d - R, \quad (1)$$

где  $G_n$  и  $G_d$  — скорости генерации электронов в зоне проводимости и на глубоком уровне,  $R$  — скорость рекомбинации для неравновесных электронов и дырок в потенциальных ямах зоны проводимости и валентной зоны, которая равна  $\gamma (n_0 + \Delta n) \Delta p$  для структур  $n$ -типа и  $\gamma (p_0 + \Delta p) \Delta n$  для структур  $p$ -типа,  $\gamma$  — коэффициент рекомбинации. В приближении малого отклонения от равновесия ( $\Delta n \ll n_0$ ,  $\Delta p \ll p_0$ ) решение уравнений (1) для СР  $n$ -типа имеет вид

$$(\Delta n + \Delta p) = 2(G_n + G_d)\tau_2 [1 - \exp(-t/\tau_2)] - G_d\tau_d [1 - \exp(-t/\tau_d)] \quad (2)$$

для нарастания сигнала ( $t < \tau_i$ ) и

$$(\Delta n + \Delta p) = 2(G_n + G_d)\tau_2 [1 - \exp(-\tau_i/\tau_2)] \exp[-(t - \tau_i)/\tau_2] - G_d\tau_d [1 - \exp(-\tau_i/\tau_d)] \exp[-(t - \tau_i)/\tau_d] \quad (3)$$

для спада сигнала ( $t > \tau_i$ ), где  $\tau_2 = 1/\gamma n_0$ .

Для структур  $p$ -типа решение уравнений (1) имеет вид

$$(\Delta n + \Delta p) = 2[(G_n + G_d)\tau_2 - G_d\tau] [1 - \exp(-t/\tau_2)] + G_d(\tau_d + 2\tau) \times [1 - \exp(-t/\tau_d)] \quad (4)$$

для нарастания сигнала ( $t < \tau_i$ ) и

$$(\Delta n + \Delta p) = 2[(G_n + G_d)\tau_2 - G_d\tau] [1 - \exp(-\tau_i/\tau_2)] \exp \times [-(t - \tau_i)/\tau_2] + G_d(\tau_d + 2\tau) [1 - \exp(-\tau_i/\tau_d)] \times \exp[-(t - \tau_i)/\tau_d] \quad (5)$$

для спада сигнала ( $t > \tau_i$ ), где  $\tau_2 = 1/\gamma p_0$ ,  $\tau = \tau_2\tau_d/(\tau_d - \tau_2)$ .

Считаем, что  $\mu_n \approx \mu_p$ , тогда сигнал ФП пропорционален  $e(\Delta n + \Delta p)\mu_n$ . Решения (2)–(5) хорошо описывают поведение сигнала ФП СР как  $n$ -, так и  $p$ -типа проводимости с изменением температуры при подстановке в них измеренных значений  $\tau_2(T)$  и  $\tau_3(T)$ , а  $\tau_-(T)$  в качестве  $\tau_d$ . При этом используется один подгоночный параметр — отношение скоростей генерации электронов в зоне проводимости и на уровне  $G_n/G_d$ , который оказывается равным  $\sim 100$ .

Таким образом, эмпирическое введение глубокого уровня в СР объясняет существование третьей компоненты сигнала ФП и зависимость формы сигнала от температуры. Из этих данных нельзя сделать однозначный вывод о происхождении уровня. Поскольку уровень наблюдается только в СР, то естественно было бы связать его с гетерограницами. Глубокие состояния могут формироваться оборванными связями на границе двух полупроводников. Однако в данном случае такие связи должны быть немногочисленными, так как составляющие СР полупроводники химически однородны и имеют относительно малое рассогласование на гетерогранице ( $\Delta a/a \approx 2.3 \cdot 10^{-3}$ ), поэтому концентрация центров должна бы быть незначительной ( $\leq 3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ ).

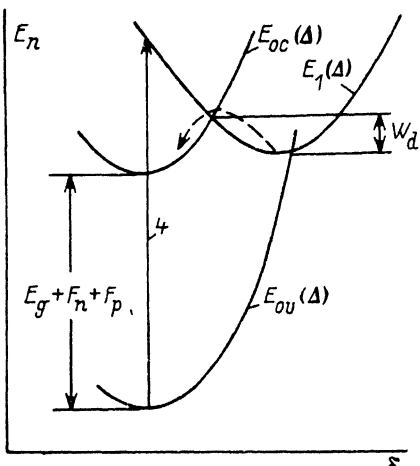


Рис. 5. Конфигурационная диаграмма глубокого резонансного центра  $E_1(\Delta)$  — полная энергия центра с захваченным электроном,  $E_{oc}(\Delta)$  и  $E_{ov}(\Delta)$  полная энергия пустого центра, когда электрон находится соответственно в зоне проводимости и валентной зоне,  $\Delta$  — конфигурационная координата.

Мы предполагаем, что глубокий уровень находится в объеме материала и для него разрешены прямые переходы в валентную зону. В однородном полупроводнике такие состояния являются короткоживущими из-за прямой межзонной рекомбинации электронов на уровне с дырками валентной зоны и слабо проявляются в эксперименте. В ковариантной СР в слоях РbТе дырки практически отсутствуют и уровень становится долгоживущим, а в слоях  $Pb_{0.89}Sn_{0.11}Te$  он по-

прежнему остается короткоживущим. По своим свойствам долговременного захвата электрона уровень похож на ян-теллеровский центр в  $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$  [9], однако имеет почти в 3 раза меньшую электронную энергию (при одинаковом составе) и проявляется в образцах как  $n$ -, так и  $p$ -типа проводимости.

Глубокий центр характеризуется сильным взаимодействием с кристаллическим окружением (сильной связью электронных и колебательных состояний). В результате при изменении зарядового состояния происходит сильный сдвиг электронных уровней. Такой центр описывается конфигурационной диаграммой [10], изображенной на рис. 5. Кривая полной энергии центра с захваченным электроном  $E_1(\Delta)$  имеет наружное пересечение с кривой полной энергии пустого центра  $E_{oc}(\Delta)$ , когда электрон находится в зоне проводимости, и внутреннее пересечение с кривой энергии пустого центра  $E_{ov}(\Delta)$ , когда электрон находится в валентной зоне. Таким образом, переход электрона с центра в зону проводимости связан с преодолением потенциального барьера  $W_d$  ( $\sim 100$  мэВ) и по отношению к этому процессу центр является долгоживущим. Рекомбинация с дыркой валентной зоны происходит безбарьерно, и по отношению к такому процессу центр является короткоживущим ( $\tau < 10^{-7}$  с). Пороговая энергия для возбуждения электрона на уровень (переход 4) равна  $h\nu_{th} = \epsilon_0 + E_g$  ( $x = 0$ ), где  $\epsilon_0 \approx 150$  мэВ — энергия уровня, отсчитанная от дна зоны проводимости РbТе. Примерно такая энергия получена при расчете уровня заполнения вакансии теллура в РbТе с учетом многоэлектронных эффектов в [11].

Таким образом, из спектров и кинетики фотопроводимости показано, что гетероструктура РbТе/ $Pb_{1-x}Sn_xTe$ /ВаF<sub>2</sub> принадлежит к ковариантному типу. Определена величина разрыва зоны проводимости для напряженной СР  $\Delta E_c/\Delta x \approx 320$  мэВ. Благодаря такой особенности энергетической диаграммы данной СР удалось обнаружить глубокий резонансный уровень, который не наблюдается на отдельных эпитаксиальных слоях. Сделано предположение, что уровень формируется в объеме РbТе. В этом случае его энергия, отсчитанная от дна зоны проводимости, равна  $\approx 150$  мэВ. Качественная интерпретация кинетики сигнала ФП подтверждена расчетом.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] M. Kriechbaum, K. E. Ambrosch, E. J. Fantner, H. Clemens, G. Bauer. Phys. Rev. B, 30, 3394 (1984).
- [2] H. Pascher, G. Bauer, H. Clemens. Sol. St. Commun., 55, 765 (1985).



- [3] M. V. Valeiko, I. I. Zasavitskii, A. V. Matveenko, B. N. Matsonashvili, Z. A. Rukhadze. *Superlattices and Microstructures*, **9**, 195 (1991).
- [4] P. Pichler, E. J. Fantner, G. Bauer, H. Clemens, H. Pascher, M. Ortenberg, M. Kriechbaum. *Superlattices and Microstructures*, **1**, 1 (1985).
- [5] K. Murase, S. Shimomura, S. Takaoka, A. Ishida, H. Fujiyasu. *Superlattices and Microstructures*, **1**, 177 (1985).
- [6] A. Ishida, H. Fujiyasu. *Japan. J. Appl. Phys.*, **24**, L956 (1985).
- [7] Y. Nishijima. *J. Appl. Phys.*, **65**, 935 (1989).
- [8] И. И. Засавицкий, А. В. Матвеенко, Б. Н. Мацонашвили, В. Т. Трофимов. *ФТП*, **20**, 214 (1986).
- [9] И. И. Засавицкий, Б. Н. Мацонашвили, О. А. Панкратов, В. Т. Трофимов. *Письма ЖЭТФ*, **42**, 3 (1985).
- [10] D. V. Lang, R. A. Logan. *Phys. Rev. Lett.*, **39**, 635 (1977).
- [11] O. A. Pankratov, P. P. Povarov. *Sol. St. Commun.*, **66**, 847 (1988).

Редактор В. В. Чалдышев

---