

УЗКОЗОННЫЕ ГЕТЕРОПЕРЕХОДЫ II ТИПА В СИСТЕМЕ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ GaSb—InAs

Афраилов М. А., Баранов А. Н., Дмитриев А. П., Михайлова М. П.,
Сморчкова Ю. П., Тимченко И. Н., Шерстнев В. В.,
Яковлев Ю. П., Ясиевич И. Н.

Созданы и исследованы узкозонные «разъединенные» гетеропереходы II типа на основе твердых растворов $\text{GaSb—Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{Sb}_y$ ($x=0.11$, $y=0.21$, $E_g=0.26$ эВ при 300 К), изопериодных с подложкой GaSb. Изучены электрические и фотоэлектрические свойства четырех типов гетероструктур: $N-n$, $P-p$, $p-n$ и $P-p$. Обнаружено омическое поведение $P-p$ структуры GaSb—GaInAsSb в интервале $T=300-4.2$ К и изучены выпрямляющие характеристики $N-n$, $N-p$ и $P-p$ структур. Обсуждаются зонные энергетические диаграммы таких структур. В квазиклассическом приближении оценены параметры квантовых ям и двойного слоя, образующегося в окрестностях $N-n^+$ -контакта на гетерогранице II типа. Рассмотрен механизм протекания туннельного тока в такой структуре и проведен расчет вольт-амперных характеристик. Получено согласие с экспериментальными данными.

Твердые растворы в системе GaSb—InAs могут образовывать с GaSb гетеропереходы II типа (так называемые «ступенчатые»), в которых скачки потенциала в зоне проводимости ΔE_c и валентной зоне ΔE_v на гетерогранице направлены в одну сторону, поэтому электроны и дырки могут быть локализованы по разные стороны гетерограницы [1, 2]. В таких гетеропереходах наблюдается ряд интересных особенностей в электрических, люминесцентных и фотоэлектрических свойствах [1-4]. Из-за малой эффективной массы носителей заряда условия для образования квантово-размерных слоев в структурах на основе систем GaSb—InAs менее чувствительны к резкости гетерограницы, чем, например, в гетеропереходах на основе GaAlAs/GaAs. Это дает возможность создавать квантово-размерные структуры методом жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) [1]. Сверхрешетки на основе GaSb—InAs были получены методом молекулярно-лучевой эпитаксии и подробно изучены в работах Езаки с сотр. [5-7]. Было установлено, что в таких гетеропереходах край зоны проводимости InAs находится ниже края валентной зоны GaSb на величину $\Delta \sim 0.15$ эВ, что обусловлено большой разностью электронного сродства обоих материалов [5, 8]. Такие гетеропереходы II типа получили название «разъединенных». Варьируя состав твердых растворов GaInAsSb, можно менять степень перекрытия зон на гетерогранице с GaSb и получать как ступенчатые, так и разъединенные гетеропереходы [6, 9].

В настоящей работе сообщается о первых результатах по созданию и исследованию узкозонных гетеропереходов, в которых узкозонный слой был по составу близок к InAs. Как было установлено при исследовании спектров фотолюминесценции, ширина запрещенной зоны такого раствора была меньше, чем в InAs: $E_g=0.26$ эВ при 300 К, что связано с нелинейной зависимостью E_g от состава [10].

Отметим, что до настоящего времени в литературе сообщалось только о создании и исследовании изопериодных четверных растворов GaInAsSb с составами, близкими к составу GaSb [1, 3, 4, 10].

1. Методика приготовления образцов

Структуры создавались методом ЖФЭ и представляли собой слой твердого раствора $Ga_xIn_{1-x}As_{1-y}Sb_y$ ($x=0.11$, $y=0.21$) n - и p -типа, выращенные на подложках GaSb (111) А n - и p -типа проводимости. При температуре эпитаксии слой твердого раствора были изопериодны с подложкой GaSb.

При комнатной температуре из-за различия в коэффициентах термического расширения период кристаллической решетки у слоя был больше, чем у подложки. Рентгеноструктурные исследования показали, что рассогласование периодов решетки в структурах GaSb—GaInAsSb составляло $\Delta a/a \leq 1.2 \cdot 10^{-3}$, а дислокации несоответствия отсутствовали. Для создания слоев p -типа проводимости в качестве акцепторной примеси использовался Mn. Слои n -типа проводимости либо преднамеренно не легировались, либо легировались Те. Толщина слоев твердого раствора составляла 3—4 мкм.

Для исследований образцы были приготовлены в виде меза-диодов диаметром около 400 мкм. Были изучены структуры четырех типов: изотипные N - n - и P - p -переходы, анизотипные N - p - и P - n -переходы (прописными буквами обозначен тип проводимости широкозонного материала GaSb). Основные параметры исследуемых структур приведены в таблице.

Параметры узкозонных гетероструктур
GaSb— $Ga_xIn_{1-x}As_{1-y}Sb_y$ ($x=0.11$, $y=0.21$)

№ образца	Подложка GaSb		Слой GaInAsSb		Толщина слоя, мкм	Отсечка V_D по C - V и I - V , В
	тип проводимости	концентрация носителей при 78 К, $см^{-3}$	тип проводимости	концентрация носителей при 78 К, $см^{-3}$		
1	N	$4.0 \cdot 10^{17}$	n	$8.2 \cdot 10^{17}$	3.0	0.9, 0.8
2	N	$4.0 \cdot 10^{17}$	p	$1.15 \cdot 10^{18}$	3.0	0.8
3	N	$4.0 \cdot 10^{17}$	p	$4.1 \cdot 10^{18}$	3.4	1.14, 1.24
4	P	$2.1 \cdot 10^{16}$	n	$4.0 \cdot 10^{17}$	3.4	
5	P	$8.36 \cdot 10^{18}$	n	$4.0 \cdot 10^{17}$	3.4	
6	P	$8.36 \cdot 10^{18}$	p	$5.6 \cdot 10^{17}$	3.4	0.35, 0.5

Данные об уровне легирования слоев и подложек были получены из измерений коэффициента Холла при $T=77$ К и измерений термоэдс при $T=300$ К.

2. Вольт-амперные характеристики и зонные диаграммы

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) исследовались при $T=4.2$, 77 и 300 К. Было установлено, что ВАХ N - n -, N - p - и P - p -структур носили диодный характер (рис. 1). Интересно отметить, что ВАХ P - n -структуры с узкозонным n -слоем была омической вплоть до гелиевых температур в широком диапазоне токов (до 50—100 мА) и не зависела от уровня легирования твердого раствора. Остаточное сопротивление этой структуры было менее 1 Ом.

Исследование вольт-фарадных характеристик структур N - n - и P - p -типа при $T=77$ К, $f=1$ МГц показало, что в области малых обратных напряжений ($V \leq 1$ В) они удовлетворительно описываются зависимостью типа $C^{-2} \sim V$, присущей несимметричному резкому переходу. Значения контактной разности потенциалов V_D , определенные по линейной зависимости C^{-2} от V , а также измерений ВАХ, приведены в таблице. Обращает на себя внимание большая величина отсечки в N - p -структуре: $V_D=1.14$ — 1.24 В, которая превышает суммарную величину значений ширины запрещенных зон GaSb и GaInAsSb ($E_{g,2,1} = 0.80$ и 0.32 эВ при $T=77$ К соответственно). В N - n -структурах измеренная величина отсечки составляла 0.8—0.9 эВ, что близко к $E_{g, GaSb}$. Изучение ВАХ и C - V -характеристик позволило нам установить основные черты зонных энергетических диаграмм исследуемых гетеропереходов GaSb—GaInAsSb (рис. 2, а-г). Исходя из полученных данных, а также опираясь на факт омического поведения P - n -структуры, можно утверждать, что разрыв между вершиной

валентной зоны широкозонного материала и дном зоны проводимости узкозонного мал, в пределах точности измерений — менее 0.1 эВ (рис. 2, *д*), что согласуется с данными работ [7-9]. При построении зонных диаграмм учитывались значения электронного средства для каждого из бинарных соединений, входящих в состав многокомпонентного твердого раствора: InAs — 4.9, InSb — 4.53, GaSb — 4.07, GaAs — 4.07 эВ [7-9].

Отметим, что отсутствие особенностей (изломов) на омической характеристике $P-n$ -структуры при малых смещениях вплоть до гелиевых температур свидетельствовало о низкой плотности поверхностных состояний в исследуемых структурах. Как видно из рис. 2, во всех выпрямляющих структурах на границе возникают области объемного заряда, и свойства таких структур должны быть до известной степени одинаковыми. В $N-n$ - и $N-p$ -структурах область пространственного заряда (ОПЗ) расположена в основном в широкозонном материале (рис. 2, *а*, *б*), а в $P-p$ -структуре — в узкозонном (рис. 2, *в*). Прямотоку в этих структурах соответствует такое смещение, когда отрицательный потенциал подается на GaSb.

Из анализа можно заключить, что в случае $N-n$ -структуры высота барьера должна быть близка к 0.80 эВ (E_{gGaSb}), в случае $P-p$ -структуры — к 0.32 эВ

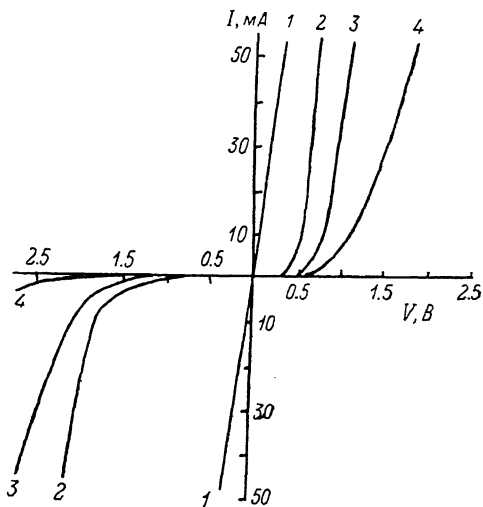


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики гетеропереходов $P-n$ (1), $P-p$ (2), $N-n$ (3) и $N-p$ (4) ($T=78$ К).

($E_{gGaInAsSb}$), а для $N-p$ -структуры — к сумме $E_{gGaSb} + E_{gGaInAsSb} + \Delta$, что и наблюдается при определении соответствующих скачков потенциалов по отрезкам ВАХ и $C-V$ -измерений. Наличие омичности $P-n$ -перехода, несомненно, является свидетельством того, что мы имеем дело с разьединенным гетеропереходом II типа [6]. Если бы исследуемые $P-n$ -переходы были ступенчатые, мы бы наблюдали бы омического поведения $P-n$ -структуры.

Отметим, что в [6] на примере гетероструктур $p-GaInAs/n-GaAsSb$ наблюдался переход от разьединенного гетероперехода к ступенчатому при изменении состава твердого раствора. В нашем случае мы имеем дело только с разьединенными гетеропереходами II типа, но можем существенно менять условия на гетерогранице, управляя изгибом зон за счет соединения материалов с разным типом проводимости и при приложении внешнего электрического напряжения или освещения. При этом наблюдается «металлическое» ($P-n$ -структура) и «полупроводниковое» поведение ($N-n$, $N-p$, $P-p$ -структуры).

3. Механизм протекания тока

Рассмотрим механизм протекания тока в гетероструктурах GaSb—GaInAsSb. На рис. 3, *а*, *б* представлены прямые и обратные ветви ВАХ для $N-n$, $N-p$ и $P-p$ -структур. Как видно из рис. 3, *а*, прямой ток во всех исследуемых диодных структурах изменяется практически экспоненциально с напряжением смещения, а обратные характеристики показывают «мягкий» пробой. Прямой ток может быть описан эмпирической зависимостью вида $j = j_0 \exp(\alpha V)$, где V — приложенное напряжение, j_0 и α — численные параметры. Наклон α кривых $\ln j$ от V , представленных на рис. 3, *а*, не остается, вообще говоря, постоянным, хотя на всех кривых можно легко выделить достаточно протяженные линейные участки. Наклон этих участков в области низких температур ($T=77$ и 4.2 К) почти не зависит от температуры. Слабая зависимость прямого тока от темпе-

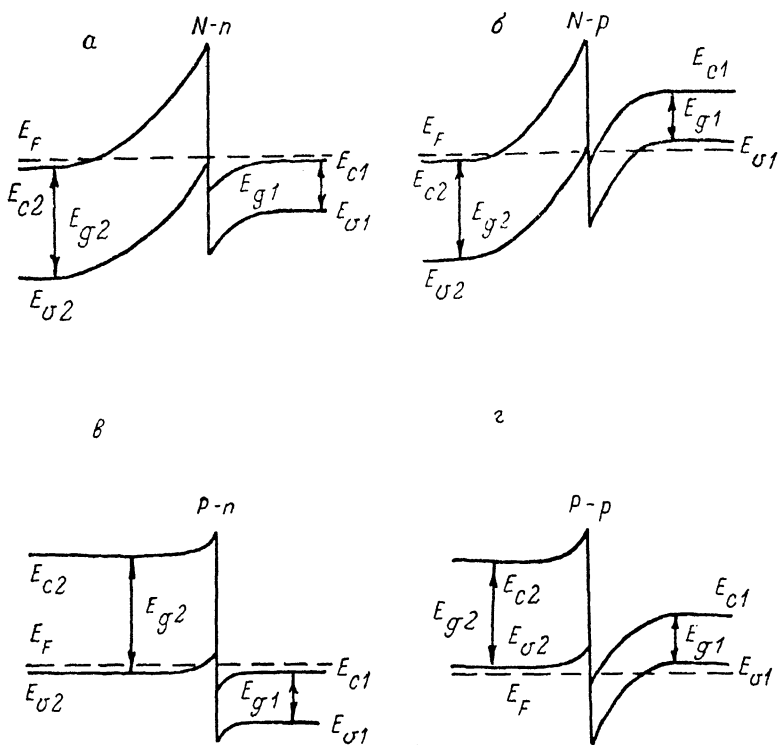


Рис. 2. Зонные энергетические диаграммы гетеропереходов GaSb—Ga_xTn_{1-x}As_{1-y}Sb_y ($x=0.11$, $y=0.21$).

а — N-n, б — N-p, в — P-n, г — P-p.

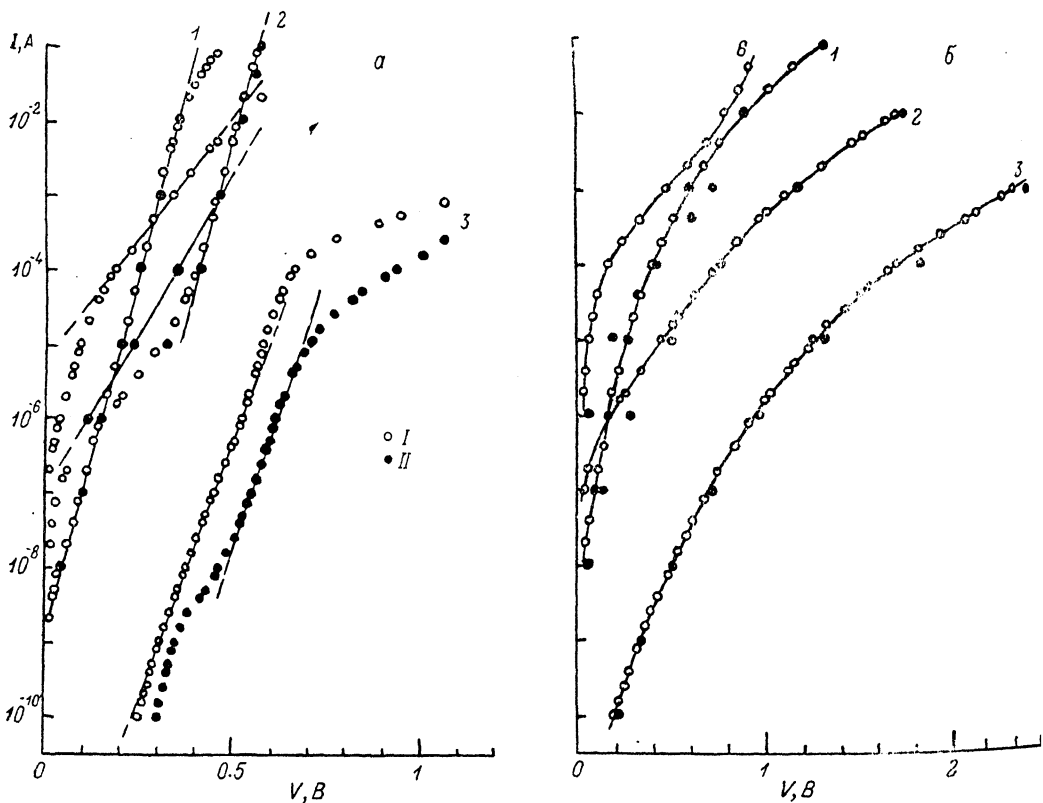


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики трех типов гетероструктур N-n, N-p и P-p при 78 (I) и 4.2 K (II).

Номера кривых соответствуют номерам образцов в таблице. а — прямые ВАХ $j=j_0 \exp(\alpha V)$; линейные участки соответствуют значениям α , В⁻¹: 1 — 41, 2 — 38, 3 — 31 (78 K) и 37 (4.2 K), 6 — 14 (78 K) и 18.5 (4.2 K); б — обратные ветви ВАХ; обозначения те же.

ратуры при экспоненциальной зависимости скорости от приложенного напряжения свидетельствует о туннельном механизме прохождения носителей тока через барьер на гетерогранице. Обратные ветви, снятые при тех же температурах, что и прямые, показаны на рис. 3, б. Как видно из рисунка, ВАХ в этом случае также слабо зависят от температуры (в интервале 4.2—78 К), что* снова* указывает на туннельный механизм проводимости.

Расчет параметров изотипного $N-n^+$ -гетероперехода

Модель протекания тока. В этом разделе мы подробно рассмотрим механизм протекания тока в гетероструктурах $\text{Ga}_x\text{Sb}-\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{Sb}_y$ на примере $N-n$ -структуры и построим ее вольт-амперную характеристику.

Прежде всего оценим параметры двойного слоя, образующегося в окрестностях границы $N-n^+$ -контакта в результате перетекания электронов из широкозонного полупроводника GaSb (пространственная координата $x < 0$) в узкозонный материал GaInAsSb ($x > 0$) (рис. 2, а). При этом будем использовать квазиклассическое приближение. Тогда распределение потенциала $\varphi_1(x)$ в обогащенной области ($x > 0$) будет подчиняться уравнению Пуассона

$$\frac{d^2\varphi_1}{dx^2} = e \frac{4\pi}{\epsilon} \frac{8\pi}{3} (2m_{e1})^{3/2} \frac{(\epsilon\varphi_1)^{3/2}}{(2\pi\hbar)^3}. \quad (1)$$

Здесь для плотности заряда квазидвумерных электронов использовано приближение Томаса—Ферми, ϵ — диэлектрическая постоянная, которую в дальнейшем будем считать одинаковой для GaSb, InAs и равной 15 [11], m_{e1} — эффективная масса электронов в GaInAsSb. Уравнение (1) следует решать с граничными условиями $\varphi_1(x) \rightarrow 0$ при $x \rightarrow \infty$, $\varphi_1(0) = \varphi_2(0)$, $d\varphi_1/dx|_{x=0} = d\varphi_2/dx|_{x=0}$, где $\varphi_2(x)$ — распределение потенциала в обедненной области слева от гетерограницы. Зависимость $\varphi_2(x)$ определяется зарядом ионизированных доноров с концентрацией N_D и в отсутствие внешнего напряжения имеет вид

$$\varphi_2(x) = -\frac{2\pi e N_D}{\epsilon} (x+L)^2 + \frac{E_{g2} + \Delta}{e}, \quad (2)$$

где L — размер области объемного заряда, Δ — щель между краями зоны проводимости GaInAsSb и валентной зоны GaSb. В дальнейшем будем измерять энергии и длины в боровских единицах:

$$E_B = e^4 m_{e1} / 2\hbar^2 \epsilon^2, \quad r_B = \epsilon \hbar^2 / m_{e1} e^2, \quad \varphi_{1,2} = (E_B / e) \psi_{1,2}, \\ E_{g2} = E_B \epsilon_{g2}, \quad \Delta = E_B \delta, \quad x = r_B z, \quad L = r_B l.$$

Тогда вместо (1) и (2) получим

$$\frac{d^2\psi_1}{dz^2} = \frac{8}{3\pi} \psi_1^{3/2}, \quad (3a)$$

$$\psi_2 = -\nu_D (z+l)^2 + \epsilon_{g2} + \delta, \quad \nu_D = 4r_B^3 N_D. \quad (3б)$$

Из (3a) и граничного условия $d\psi_1/dz \rightarrow 0$ при $z \rightarrow \infty$ следует

$$\left(\frac{d\psi_1}{dz}\right)^2 = \frac{32}{15\pi} \psi_1^{5/2}, \quad (4a)$$

а из (3б)

$$\left(\frac{d\psi_2}{dz}\right)^2 = 4\nu_D (\epsilon_{g2} + \delta - \psi_2). \quad (4б)$$

Используя теперь условие непрерывности электрического поля при $z=0$, получим уравнение для нахождения $\psi_1(0) = \psi_2(0) \equiv \psi_0$:

$$\left(\frac{\psi_0}{\epsilon_{g2} + \delta}\right)^{3/2} = \eta \left(1 - \frac{\psi_0}{\epsilon_{g2} + \delta}\right), \quad \eta = \frac{15\pi\nu_D}{8(\epsilon_{g2} + \delta)^{3/2}} = 0.18 \frac{N_D}{10^{18}}. \quad (5)$$

Видно, что при $N_D < 10^{18}$ см⁻³ параметр η будет достаточно мал. Это означает, что ψ_0 мало по сравнению с $\epsilon_{g2} + \delta$, т. е. почти вся контактная разность потенциалов (равная $\epsilon_{g2} + \delta$) приложена к обедненному слою.

Нами был проведен численный расчет значения отношения $\psi_0/(\epsilon_{g2} + \delta)$ при разных величинах концентрации доноров N_D в GaSb. Результаты расчета показаны на рис. 4. Из рисунка видно, что при значениях $N_D \approx 10^{16} - 3 \cdot 10^{17}$ см⁻³ нижняя часть общего разрыва потенциала на гетерогранице (рис. 2, а) заметно меньше ее верхней части, так что для оценок тока в дальнейшем можно принять грубо, что $\eta \ll 1$. Отметим вместе с тем, что ψ_0 не обязательно мало по сравнению с ϵ_{g1} , так что квантовая яма, образованная самосогласованным потенциалом в узкозонном полупроводнике, может оказаться достаточно глубокой.

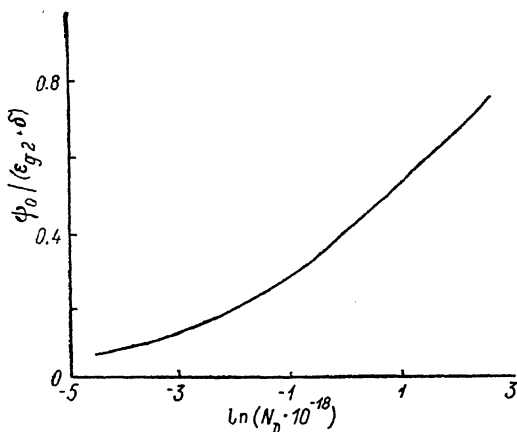


Рис. 4. Расчетная зависимость отношения $\psi_0/(\epsilon_{g2} + \delta)$ от концентрации доноров N_D в GaSb.

Оправдаем теперь применимость квазиклассического приближения. Для этого оценим число уровней n в квантовой яме:

$$n = \frac{1}{\pi \hbar} \int_0^{\infty} dx \sqrt{2m_{e1} e \varphi_1(x)} = \int_0^{\psi_0} \frac{dz}{d\psi_1} \sqrt{\psi_1} d\psi_1 = \sqrt{\frac{15\pi}{2}} \psi_0^{1/4}. \quad (6)$$

При $\eta \ll 1$ из (5) находим $\psi_0^{1/4} = (\epsilon_{g2} + \delta)^{1/4} (0.18 N_D / 10^{18})^{1/10}$. Следовательно, для n получаем

$$n = \sqrt{\frac{15}{2\pi}} \left(0.18 \frac{N_D}{10^{18}} \right)^{1/10} \approx 6.2 \left(\frac{N_D}{10^{18}} \right)^{1/10}. \quad (6a)$$

Отсюда следует, что условие применимости квазиклассического приближения для электронов в обогащенном слое хорошо выполнено при $N_D > 10^{16}$ см⁻³.

Перейдем теперь к рассмотрению ВАХ $N-n^+$ -гетероперехода с учетом проведенных выше оценок скачков потенциала. Температуру будем считать столь низкой, что полный ток будет определяться туннелированием электронов через запрещенную зону (рис. 5, а). Отсутствие температурной зависимости ВАХ в диапазоне $T = 4.2 - 77$ К свидетельствует о справедливости этого предположения.

В отсутствие внешнего напряжения туннельные токи из GaSb в GaInAsSb и из слоя GaInAsSb в GaSb компенсируют друг друга. С увеличением напряжения один из этих токов (в зависимости от знака напряжения) быстро (экспоненциально) возрастает и становится определяющим. Приводимый далее расчет относится именно к такой ситуации.

Рассмотрим сначала случай, когда внешнее напряжение приложено навстречу контактному (прямое направление; рис. 5, б). Тогда дно зоны проводимости GaSb поднимается выше дна зоны проводимости GaInAsSb, и ток через границу определяется туннелированием электронов из GaSb в GaInAsSb (рис. 5, а):

$$j \sim \exp\left(-\frac{1}{\hbar} \int_{-L(V)}^0 p dx\right), \quad p = \sqrt{2m_{e2}(E_{g2} + \Delta) - eV - e\varphi_2(x)}, \quad (7)$$

$$\varphi_2(x) = -\frac{2\pi e N_D}{\varepsilon} [x + L(V)]^2 + \frac{E_{g2} + \Delta}{e} - V. \quad (8)$$

Толщину слоя объемного заряда $L(V)$ можно найти из (8), если известно $\varphi_2(0)$. Здесь и всюду далее положим параметр $\eta \ll 1$ [см. выражение (5)].

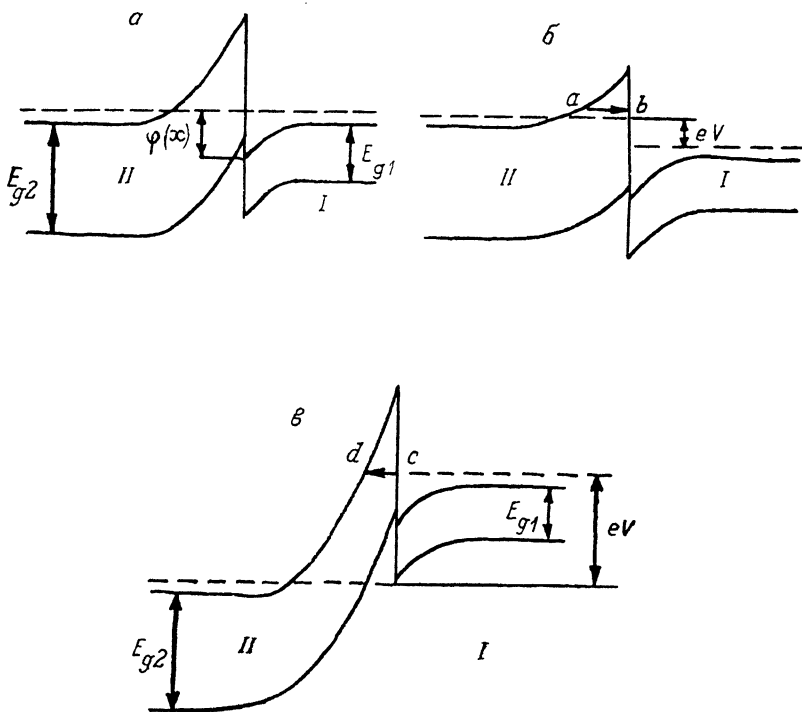


Рис. 5. Зонные диаграммы GaSb—GaInAsSb $N-n^+$ -структуры при приложении внешнего напряжения.

$a - V=0$; $b -$ обратное напряжение $V > 0$ («+» на GaSb), ток определяется туннелированием электронов вдоль линии $a-b$; $c -$ прямое напряжение $V < 0$ («-» на GaSb), ток определяется туннелированием электронов вдоль линии $c-d$.

В этом случае почти все напряжение V (аналогично контактной разности потенциалов) будет падать на обедненной области. Следовательно, можно принять $\varphi_2(0)=0$. Выполняя теперь интегрирование в (7), найдем

$$j = j_s^+ \exp\left(\beta_0 \frac{eV}{E_{g2} + \Delta}\right), \quad \beta_0 = \frac{E_{g2} + \Delta}{\hbar} \sqrt{\frac{m_{e2}\varepsilon}{4\pi e^2 N_D}}. \quad (9)$$

Преэкспоненциальный множитель j_s^+ в данной работе вычисляться не будет. Выражение (9) совпадает с эмпирической формулой, приведенной ранее, $j = j_0 \times \chi \exp(\alpha V)$, при этом

$$\alpha = \frac{1}{2\hbar} \left(\frac{m_{e2}\varepsilon}{2N_D}\right)^{1/2}.$$

Пусть теперь приложено обратное напряжение (рис. 5, b). В этом случае дно зоны проводимости GaSb опускается ниже дна зоны проводимости GaInAsSb, и ток определяется туннелированием из GaInAsSb в GaSb. Сначала при достаточно малых V увеличение тока обусловлено тем, что с ростом V все большее число электронов из квантовой ямы получает возможность туннелировать. Затем дно квантовой ямы оказывается выше дна зоны проводимости GaSb (рис. 5, c), и возрастание тока начинает определяться в основном изменением

формы барьера. Глубина квантовой ямы мала по сравнению с высотой барьера, поэтому можно приближенно считать, что туннелирование происходит на высоте eV . Распределение потенциала теперь описывается выражением

$$\varphi_2(x) = -\frac{2\pi e N_D}{\varepsilon} [x + L(V)]^2 + \frac{E_{g2} + \Delta}{e} + V, \quad \varphi_2(0) = 0. \quad (10)$$

Для обратного тока имеем

$$j \sim \exp\left(-\frac{1}{\hbar} \int_{-L(V)}^0 p dx\right), \quad p = \sqrt{2m_{e2}(E_{g2} + \Delta - e\varphi_2)}. \quad (11)$$

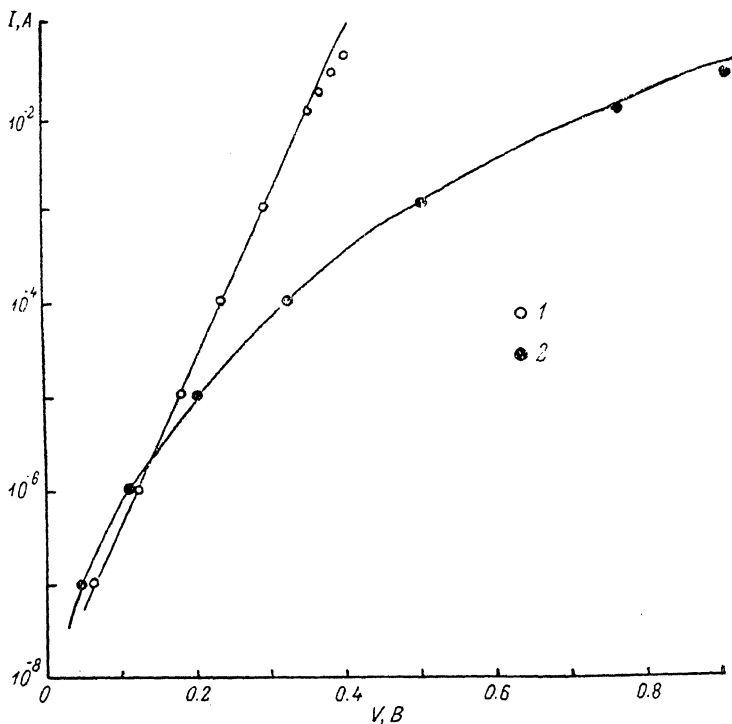


Рис. 6. Прямая и обратная ветви ВАХ образца $I(N-p)$ ($T=78$ К).

Сплошные кривые — расчет по формуле (12), точки — экспериментальные данные; 1 — прямая ветвь ВАХ, 2 — обратная ветвь ВАХ.

Вычисляя интеграл в показателе экспоненты, получим

$$j = j_0^- \exp[\beta(V)],$$

$$\beta(V) = \beta_0 \left\{ \sqrt{1 + \frac{eV}{E_{g2} + \Delta}} - \frac{eV}{E_{g2} + \Delta} \ln \left(\sqrt{\frac{E_{g2} + \Delta}{eV} + 1} + \sqrt{\frac{E_{g2} + \Delta}{eV}} \right) - 1 \right\}. \quad (12)$$

Сравним теперь полученные зависимости с экспериментальными данными. Величины токов в предэкспоненте j_0^\pm и концентрации доноров служат подгоночными параметрами. На рис. 6 представлены ВАХ образца 1 (см. таблицу). Хорошее согласие расчета с экспериментом было получено при выборе $N_D = 2.7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. При этом величиной Δ мы пренебрегли по сравнению с $E_{g2} = 0.80$ эВ. Согласно рис. 4, значение величины $\psi_0/(e_{g2} + \delta)$ при $N_D = 2.7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ равно 0.25. Следовательно, в указанной области падает примерно четвертая часть приложенного напряжения. Учет этого обстоятельства привел бы к несколько меньшему значению для N_D . Аналогично, вообще говоря, могут быть рассмотрены $P-p$ и $N-p$ структуры.

Отметим, что для $N-p$ структуры могут, вероятно, реализоваться два случая: а) если в квантовой яме валентной зоны на стороне GaSb нет разрешенных

энергетических состояний на уровне Ферми, то можно ожидать, что высота барьера для протекания тока будет определяться величиной $E_{g1} + E_{g2} + \Delta$ (~ 1.22 эВ) [12]; б) если в квантовой яме имеются разрешенные уровни энергии (рис. 2, б), то в ВАХ и $C-V$ -характеристиках будет проявляться только барьер наибольшей высоты, т. е. равный примерно $E_{g2} = 0.80$ эВ.

Сопоставляя эти качественные оценки высот барьеров с экспериментально наблюдаемыми значениями напряжения отсечки (см. таблицу), мы видим, что оба случая реализуются в эксперименте в зависимости от уровня легирования $N-p$ -структуры.

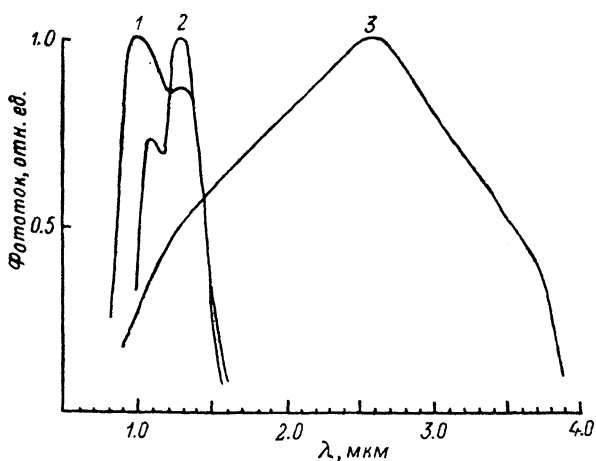


Рис. 7. Спектральное распределение фототока в зависимости от длины волны для GaSb-GaInAsSb -гетероструктур $N-p$ (1), $N-n$ (2), $P-p$ (3) ($T=78$ К).

4. Фотоэлектрические характеристики гетероструктур

Спектральные зависимости fotocувствительных изопериодных структур GaSb-GaInAsSb исследовались с помощью монохроматора SPM-2 с призмой из LiF . Источником света служил глобар.

Измерения проводились на модулированном световом потоке с использованием системы синхронного детектирования.

На рис. 7 приведено спектральное распределение фотоответа в зависимости от энергии фотона для $N-n$ -, $N-p$ - (кривые 1, 2) и $P-p$ -структур (кривая 3) при $T=77$ К. Как видно из рисунка, спектры $N-n$ - и $N-p$ -структур лежат в коротковолновой области спектра и красная граница фотоответа соответствует ширине запрещенной зоны GaSb . В то же время спектр $P-p$ -структуры соответствует фотоответу от узкозонного твердого раствора GaInAsSb .

Согласно зонным диаграммам структур, представленным на рис. 2, а-г, наблюдаемые спектры fotocувствительности можно объяснить с учетом механизма разделения и рекомбинации носителей заряда в такой схеме.

Очевидно, что при освещении $N-n$ - и $N-p$ -структур мы можем ожидать фотоответа только от широкозонной области структур, поскольку ОПЗ лежит в широкозонной области и для неравновесных дырок имеются высокие барьеры на гетерогранице, препятствующие их разделению и рекомбинации. В $P-p$ -структуре, напротив, барьер для неравновесных электронов в широкозонном материале будет препятствовать их разделению и уходу в контакт через узкозонный материал. В то же время разделение и рекомбинация носителей заряда возможны в узкозонной области, где и расположена практически вся область пространственного заряда.

Таким образом, представленные спектры фотоответа дополняют результаты исследования электрических свойств структур и подтверждают характер описанных выше зонных диаграмм.

В заключение суммируем результаты работы: впервые исследованы раздельные гетеропереходы II типа на основе узкозонных твердых растворов GaSb—GaInAsSb, изучены их электрические и фотоэлектрические свойства, рассмотрены модель протекания тока через изотипный $N-n$ -гетеропереход и особенности зонных энергетических диаграмм $N-n$, $N-p$, $P-n$ и $P-p$ -гетероструктур.

Исследование таких гетеропереходов дает физическую основу для создания новых источников света и фотоприемников, работающих в спектральном диапазоне 2.0—5.0 мкм, важном для систем ИК—ВОЛС III поколения [13] и для решения задач, связанных с экологией и охраной окружающей среды.

Список литературы

- [1] Баранов А. Н., Джуртанов Б. Е., Именков А. Н., Рогачев А. А., Шерняков Ю. М., Яковлев Ю. П. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 12. С. 2217—2221.
- [2] Kroemer H. // J. Sci. Techn. B. 1984. V. 2. N 3. P. 422—439.
- [3] Баранов А. Н., Гусейнов А. А., Рогачев А. А., Титков А. Н., Чебан В. Н., Яковлев Ю. П. // Письма ЖЭТФ. 1988. Т. 48. В. 6. С. 342—344.
- [4] Андреев И. А., Баранов А. Н., Мирсагатов М. А., Михайлова М. П., Рогачев А. А., Филаретова Г. М., Яковлев Ю. П. // Письма ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 5. С. 389—393.
- [5] Sai-Halasz G. A., Esaki L., Harrison W. // Phys. Rev. 1978. V. 18. N 6. P. 2812—2816.
- [6] Sakaki H., Chang L. L., Ludeke R. et al. // Appl. Phys. Lett. 1977. V. 31. N 3. P. 211—213.
- [7] Sakaki H., Chang L. L., Sai-Halasz G. A., Cheng C. A., Esaki L. // Sol. St. Commun. 1978. V. 26. N 6. P. 589—592.
- [8] Nakao N., Yoshida S., Gonda S. // Sol. St. Commun. 1984. V. 49. N 7. P. 663—666.
- [9] Srivastava A. K., Zyskind J. L. // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 49. N 2. P. 41—43.
- [10] DeWinter J. C., Pollack M. A. et al. // J. Electron. Mater. 1985. V. 4. N 6. P. 729—747.
- [11] Landolt-Börnstein. Numerical data and functional relationships in science and technology V. 17a. N. Y., 1982. 642 p.
- [12] Dohler H. // Surf. Sci. 1980. V. 98. N 1. P. 108—116.
- [13] Lucas J. // Infr. Phys. 1985. V. 35. N 1-2. P. 277—281.

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

Получена 20.03.1990
Принята к печати 30.03.1990