

03.09.12

## Определение зонной диаграммы гетероперехода $\text{InAs}_{1-y}\text{Sb}_y/\text{InAsSbP}$ в интервале составов $y < 0.2$

© К.Д. Моисеев, В.В. Романов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе,  
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: mkd@iropt2.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 16 декабря 2020 г.

В окончательной редакции 16 декабря 2020 г.

Принята к публикации 18 декабря 2020 г.

Гетероструктуры  $n^+ \text{-InAs}/n^0 \text{-InAs}_{1-y}\text{Sb}_y/p \text{-InAsSbP}$  с асимметричными отсечками зон на гетерограницах активной области были выращены методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений на подложках InAs. В прямой ветви вольтамперных характеристик полученных гетероструктур при низких температурах наблюдались участки с туннельной проводимостью. Проведен расчет зонной энергетической диаграммы двойной гетероструктуры  $\text{InAs}/\text{InAs}_{1-y}\text{Sb}_y/\text{InAsSbP}$  в диапазоне составов ( $y < 0.2$ ) узкозонной активной области. Было показано, что гетеропереход  $\text{InAs}_{1-y}\text{Sb}_y/\text{InAsSbP}$  является гетеропереходом II типа в данном диапазоне составов. Наблюдаемая в эксперименте электролюминесценция для гетероструктур  $n^+ \text{-InAs}/n^0 \text{-InAs}_{1-y}\text{Sb}_y/p \text{-InAsSbP}$  с активной областью в интервале составов  $y > 0.14$  была обусловлена интерфейсными излучательными переходами с участием локализованных дырочных состояний на гетерогранице II типа.

**Ключевые слова:** гетеропереходы, МОГФЭ, электролюминесценция, антимониды, InAs.

DOI: 10.21883/FTT.2021.04.50712.260

### 1. Введение

В работе [1] была предложена конструкция светодиода, которая может быть использована как базовая модель оптоэлектронного прибора, работающего в инфракрасной области спектра  $\lambda = 4\text{--}6 \mu\text{m}$  [2]. Основная особенность данной конструкции заключается в относительной простоте технологического исполнения эпитаксиальной гетероструктуры, в которой активная область заключена между двумя барьерами. В идеальном случае узкозонный слой образует гетеропереходы I типа с обоими ограничивающими (барьерными) слоями, которые в свою очередь формируют между собой ступенчатый гетеропереход II типа [3]. Таким образом, благодаря асимметричности в разрывах зон на гетерограницах активной области носители заряда, инжектируемые во встречных направлениях, способны удержаться в узкозонном слое потенциальными барьерами для соответствующих потоков электронов и дырок. В реальности такой конструкцией может выступать двойная гетероструктура  $\text{InAs}/\text{InAsSb}/\text{InAsSbP}$ , в которой гетеропереход  $\text{InAs}/\text{InAsSbP}$  является ступенчатым гетеропереходом II типа [4], а гетеропереход  $\text{InAs}/\text{InAsSb}$  — гетеропереходом I типа [5]. В результате, слой четверного твердого раствора  $\text{InAsSbP}$  обеспечивает ограничение для электронов в зоне проводимости узкозонного слоя  $\text{InAsSb}$  за счет потенциального барьера на гетерогранице  $\text{InAsSb}/\text{InAsSbP}$ , тогда как ограничением для дырок в валентной зоне активной области выступает потенциальный барьер на гетерогранице  $\text{InAs}/\text{InAsSb}$ .

В настоящее время при наращивании слоя четверного твердого раствора  $\text{InAsSbP}$  на матричный слой тройного твердого раствора  $\text{InAsSb}$  тип гетероперехода  $\text{InAsSb}/\text{InAsSbP}$  окончательно не определен и является предметом дальнейшей дискуссии. Целью настоящей работы будет установление условий формирования гетероперехода  $\text{InAs}_{1-y}\text{Sb}_y/\text{InAsSbP}$  в эпитаксиальной узкозонной гетероструктуре на основе соединений арсенида–антимонида индия в интервале составов  $y < 0.2$ .

### 2. Методика создания и исследования гетероструктур

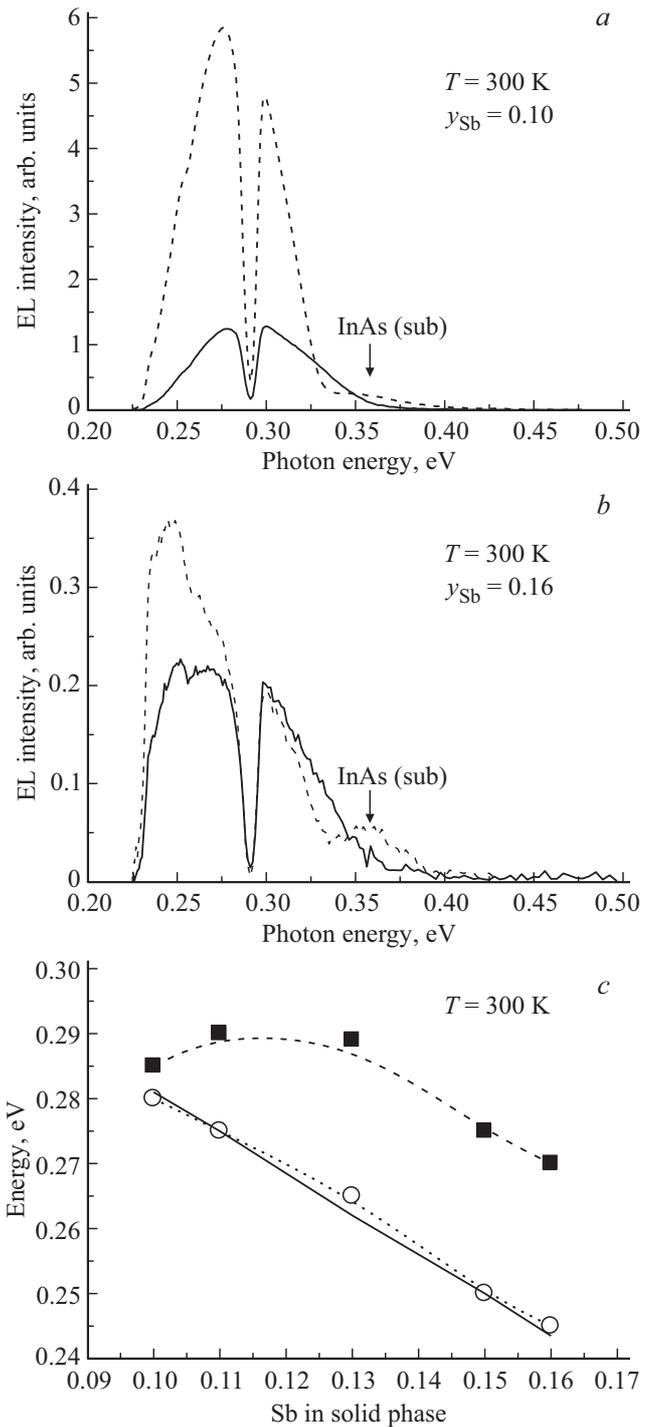
Гетероструктуры  $n^+ \text{-InAs}/n^0 \text{-InAs}_{1-y}\text{Sb}_y/p \text{-InAsSbP}$  были выращены методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений на подложках  $\text{InAs}(001)$ , легированных серой с концентрацией избыточных электронов  $n^+ = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Гетероструктуры, обсуждаемые в настоящей работе, были получены в едином эпитаксиальном процессе одновременно с гетероструктурами  $n^0 \text{-InAs}/n^0 \text{-InAs}_{1-y}\text{Sb}_y/p \text{-InAsSbP}$ , описанными в работах [1,5]. Там же приведено описание технологии эпитаксиального наращивания и отмечены особенности его реализации. В качестве активной области светоизлучающих гетероструктур были выбраны узкозонные эпитаксиальные слои  $\text{InAs}_{1-y}\text{Sb}_y$  толщиной  $d_{AR} = 3 \mu\text{m}$  в интервале составов  $y = 0.1\text{--}0.16$ . Преднамеренное легирование слоев  $n^0 \text{-InAsSb}$  не проводилось, тогда как барьерный слой  $p \text{-InAsSbP}$  толщиной  $d_B = 1 \mu\text{m}$  был легирован акцепторной примесью цинка

таким образом, что позволило в приповерхностной части слоя шириной  $0.2\text{--}0.5\ \mu\text{m}$  сформировать область сильного легирования с концентрацией избыточных дырок  $p^+ = 2 \cdot 10^{18}\ \text{cm}^{-3}$ , при этом тип проводимости остальной части барьерного слоя определялся диффузией атомов цинка вглубь слоя. В результате, область гетероперехода  $n\text{-InAsSb}/p\text{-InAsSbP}$  толщиной порядка  $3.5\ \mu\text{m}$  была ограничена двумя сильнолегированными материалами  $n^+\text{-InAs}$  и  $p^+\text{-InAsSbP}$ , обладающими почти металлической проводимостью.

Вольт-амперные (ВАХ) и электролюминесцентные (ЭЛ) характеристики гетероструктур  $n^+\text{-InAs}/n^0\text{-InAs}_{1-y}\text{Sb}_y/p\text{-InAsSbP}$  и  $n^0\text{-InAs}/n^0\text{-InAs}_{1-y}\text{Sb}_y/p\text{-InAsSbP}$  были исследованы при температурах  $T_{High} = 300\ \text{K}$  и  $T_{Low} = 77\ \text{K}$ . Спектры ЭЛ регистрировались с помощью автоматизированной установки, которая включала в себя монохроматор DK-480 с дифракционной решеткой  $150\ \text{mm}^{-1}$  (CVI Laser Corp.), селективный усилитель SR-810 (Stanford Research Systems) и фотовольтаический приемник излучения InSb, охлаждаемый жидким азотом (Judson Co). Для возбуждения ЭЛ использовался генератор прямоугольных импульсов тока с частотой повторения  $f = 512\ \text{Hz}$  и длительностью  $\tau = 1\ \text{ms}$ . Амплитуда импульсов изменялась в диапазоне  $20\text{--}250\ \text{mA}$ . При этом отрицательный потенциал прикладывался к подложке  $n\text{-InAs}$ , а положительный — к верхнему слою  $p\text{-InAsSbP}$  (прямое смещение). Исследование ВАХ также проводилось в импульсном режиме с частотой повторения  $f = 512\ \text{Hz}$  и длительностью импульса  $\tau = 1\ \text{ms}$ .

### 3. Результаты эксперимента и их обсуждение

В спектрах ЭЛ при  $T_{High} = 300\ \text{K}$  для гетероструктур  $n^0\text{-InAs}/n^0\text{-InAs}_{1-y}\text{Sb}_y/p\text{-InAsSbP}$  наравне с полосами излучения из интервала  $h\nu = 0.26\text{--}0.29\ \text{eV}$  присутствовала полоса излучения с энергией фотона в максимуме  $h\nu = 0.36\ \text{eV}$ , которую можно приписать излучательным рекомбинационным переходам в подложке  $n^0\text{-InAs}$  (рис. 1, *a* и *b*). Данная полоса ЭЛ может быть обусловлена излучательной рекомбинацией дырок, инжектированных в объем арсенида индия и преодолевших потенциальный барьер в валентной зоне на гетерогранице  $n\text{-InAs}/n\text{-InAsSb}$ . Использование сильнолегированных подложек  $n^+\text{-InAs}$  позволило подавить указанный канал излучательной рекомбинации. В результате удалось получить спектры ЭЛ, содержащие одну полосу излучения, обусловленную излучательными рекомбинационными переходами в области эпитаксиального слоя тройного твердого раствора  $n^0\text{-InAs}_{1-y}\text{Sb}_y$  и/или окрестностях гетерограницы  $n\text{-InAsSb}/p\text{-InAsSbP}$  [4]. При сравнении спектров ЭЛ для гетероструктур  $n^0\text{-InAs}/n^0\text{-InAs}_{1-y}\text{Sb}_y/p\text{-InAsSbP}$  и

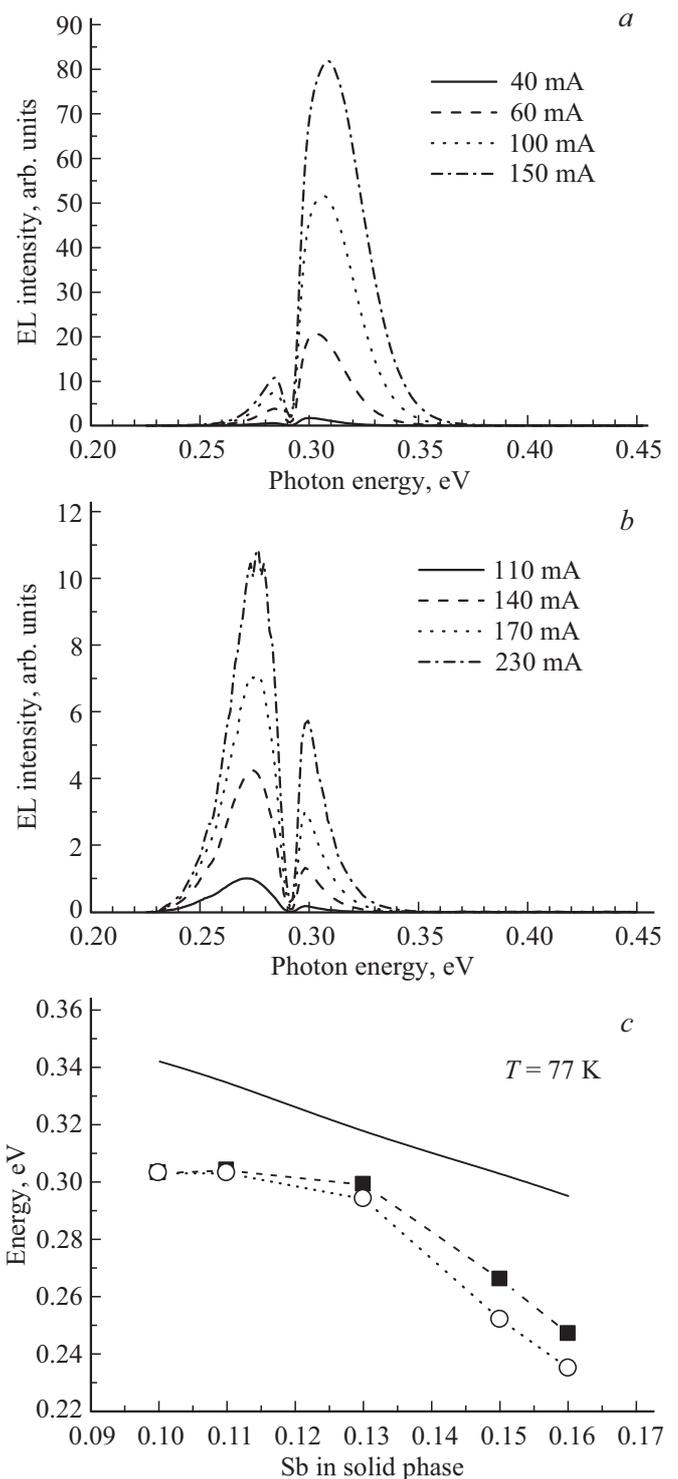


**Рис. 1.** *a*) — спектры ЭЛ гетероструктур  $n^+\text{-InAs}/n^0\text{-InAs}_{0.9}\text{Sb}_{0.1}/p\text{-InAsSbP}$  (сплошная линия) и  $n^0\text{-InAs}/n^0\text{-InAs}_{0.9}\text{Sb}_{0.1}/p\text{-InAsSbP}$  (пунктирная линия) при  $T = 300\ \text{K}$  и токе накачки  $i = 150\ \text{mA}$ ; *b*) — спектры ЭЛ гетероструктур  $n^+\text{-InAs}/n^0\text{-InAs}_{0.84}\text{Sb}_{0.16}/p\text{-InAsSbP}$  (сплошная линия) и  $n^0\text{-InAs}/n^0\text{-InAs}_{0.84}\text{Sb}_{0.16}/p\text{-InAsSbP}$  (пунктирная линия) при  $T = 300\ \text{K}$  и токе накачки  $I = 150\ \text{mA}$ ; *c*) — расчет ширины запрещенной зоны тройного твердого раствора  $\text{InAs}_{1-y}\text{Sb}_y$  от состава (сплошная линия) и зависимости энергии фотонов в максимуме полосы излучения от содержания сурьмы в твердой фазе в активной области гетероструктур  $n^0\text{-InAs}/n^0\text{-InAs}_{1-y}\text{Sb}_y/p\text{-InAsSbP}$  (открытые круги) и  $n^+\text{-InAs}/n^0\text{-InAs}_{1-y}\text{Sb}_y/p\text{-InAsSbP}$  (заполненные квадраты).

$n^+\text{-InAs}/n^0\text{-InAs}_{1-y}\text{Sb}_y/p\text{-InAsSbP}$  была обнаружена разница в энергетических положениях максимумов полос излучения для заданного состава активной области в зависимости от степени легирования подложки, на которой были получены данные гетероструктуры. Спектральные положения максимумов полос излучения для гетероструктур, выращенных на нелегированных подложках, обусловлены узкозонным слоем  $\text{InAsSb}$  и хорошо согласуются с расчетными значениями ширины запрещенной зоны для каждого состава тройного твердого раствора (рис. 1, *c*). Отметим, что расчетная зависимость ширины запрещенной зоны была получена на основании результатов, представленных в работе [1].

Гетероструктуры  $n^+\text{-InAs}/n^0\text{-InAs}_{1-y}\text{Sb}_y/p\text{-InAsSbP}$  демонстрировали спектры ЭЛ с полосами излучения, энергии фотона которых были выше по сравнению с данными, полученными для гетероструктур  $n^0\text{-InAs}/n^0\text{-InAs}_{1-y}\text{Sb}_y/p\text{-InAsSbP}$ . При этом энергетическое расхождение между спектральными положениями максимумов полос излучения при комнатной температуре достигало 25 meV. Выявленное энергетическое расхождение могло быть вызвано заполнением зоны проводимости узкозонной части гетероструктуры электронами, инжектируемыми со стороны сильнолегированной подложки при приложении прямого смещения к образцу. Очевидно, что заполнение свободных состояний в зоне проводимости тройного твердого раствора определяло положение квазиуровня Ферми для электронов ( $E_{Fn}$ ), который смещался по энергии выше дна зоны проводимости. На рис. 1, *c* можно проследить величину энергетического расхождения для полос ЭЛ для каждого состава тройного твердого раствора. Видно, что разница между спектральным положением максимумов полос излучения сравниваемых гетероструктур  $n^+\text{-InAs}/n^0\text{-InAs}_{1-y}\text{Sb}_y/p\text{-InAsSbP}$  и  $n^0\text{-InAs}/n^0\text{-InAs}_{1-y}\text{Sb}_y/p\text{-InAsSbP}$  менялась в интервале 3–15 meV (для составов  $y < 0.13$ ), тогда как в интервале составов  $y > 0.13$  она оставалась постоянной (25 meV). Выявленная зависимость может быть связана со структурным качеством эпитаксиального слоя  $\text{InAsSb}$ .

При низкой температуре ( $T_{Low} = 77\text{ K}$ ) спектры ЭЛ для гетероструктур  $n^+\text{-InAs}/n^0\text{-InAs}_{1-y}\text{Sb}_y/p\text{-InAsSbP}$  содержали также одну полосу излучения, при этом в зависимости от содержания сурьмы в тройном твердом растворе максимум полосы излучения располагался в интервале энергий 0.24–0.32 eV (рис. 2, *a* и *b*). Следует подчеркнуть, что данный спектральный диапазон отвечает излучательным рекомбинационным переходам, обусловленным наличием узкозонного твердого раствора  $\text{InAsSb}$ . Однако максимумы полос излучения располагались по энергии ниже значений ширины запрещенной зоны соответствующего состава эпитаксиального слоя (рис. 2, *c*). Данная особенность указывает на тот факт, что излучательные переходы происходят с участием уровней структурных дефектов или примесных состояний в запрещенной зоне тройного твердого раствора. Массив измененных спектров ЭЛ можно разде-

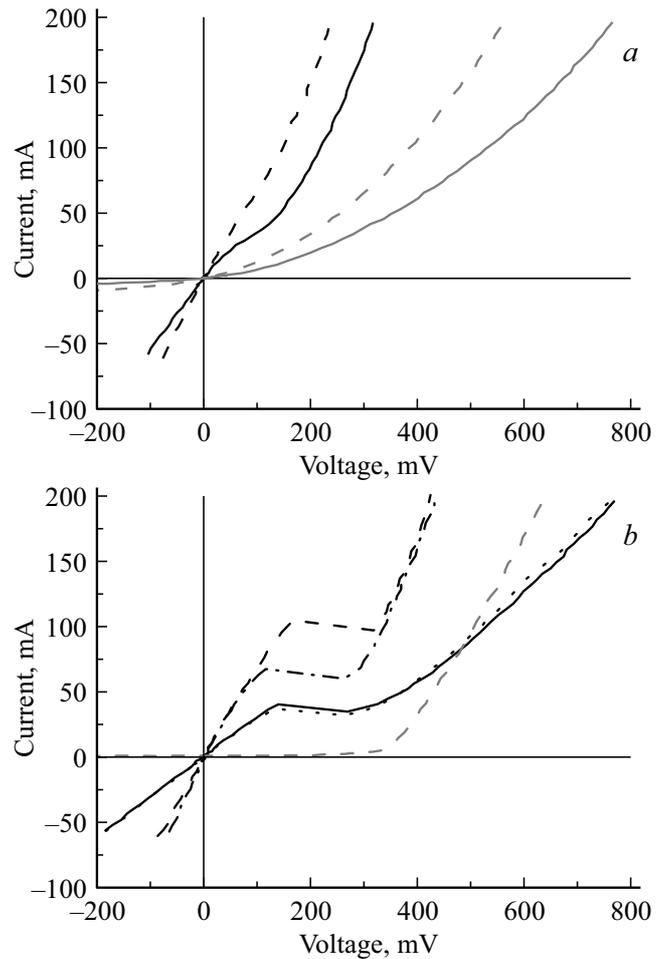


**Рис. 2.** Спектры ЭЛ при разных токах накачки для гетероструктур  $n^+\text{-InAs}/n\text{-InAsSb}_{0.1}/p\text{-InAsSbP}$  (*a*) и  $n^+\text{-InAs}/n^0\text{-InAsSb}_{0.16}/p\text{-InAsSbP}$  (*b*) при  $T = 77\text{ K}$ . *c* — Расчет ширины запрещенной зоны тройного твердого раствора  $\text{InAs}_{1-y}\text{Sb}_y$  от состава (сплошная линия) и зависимости энергии фотонов в максимуме полосы излучения от содержания сурьмы в твердой фазе в активной области гетероструктур:  $n^0\text{-InAs}/n^0\text{-InAs}_{1-y}\text{Sb}_y/p\text{-InAsSbP}$  (открытые круги) и  $n^+\text{-InAs}/n^0\text{-InAs}_{1-y}\text{Sb}_y/p\text{-InAsSbP}$  (заполненные квадраты).

лить на две группы в зависимости от состава узкозонной части гетероструктуры. Для составов  $y < 0.13$  спектральные положения максимумов полос излучения для гетероструктур  $n^0\text{-InAs}/n^0\text{-InAs}_{1-y}\text{Sb}_y/p\text{-InAsSbP}$  и  $n^+\text{-InAs}/n^0\text{-InAs}_{1-y}\text{Sb}_y/p\text{-InAsSbP}$  совпадали, тогда как для составов  $y > 0.13$  наблюдалось энергетическое расхождение и максимум полосы излучения для гетероструктуры  $n^+\text{-InAs}/n^0\text{-InAs}_{1-y}\text{Sb}_y/p\text{-InAsSbP}$  сдвигался выше по энергии на 10 meV относительно аналогичной полосы ЭЛ для гетероструктуры  $n^0\text{-InAs}/n^0\text{-InAs}_{1-y}\text{Sb}_y/p\text{-InAsSbP}$ .

Отметим, что также было обнаружено заметное различие в электрических свойствах сравниваемых гетероструктур в зависимости от степени легирования арсенида индия. Гетероструктуры  $n^0\text{-InAs}/n^0\text{-InAs}_{1-y}\text{Sb}_y/p\text{-InAsSbP}$  демонстрировали выпрямляющие ВАХ при комнатной температуре для всех составов тройного твердого раствора (рис. 3, *a*). При сильном уровне легирования подложки ( $n^+\text{-InAs}/n^0\text{-InAs}_{1-y}\text{Sb}_y/p\text{-InAsSbP}$ ) вид измеренных ВАХ приближался к омическому. Для состава  $y = 0.1$  ВАХ еще сохраняла слабо выраженный выпрямляющий характер с заметным проявлением омического поведения при начальных смещениях. Увеличение содержания сурьмы в тройном твердом растворе ( $y = 0.16$ ) выражалось в трансформации кривой ВАХ гетероструктуры в омическую зависимость. Очевидно, что наличие достаточно обширной части гетероструктуры ( $d_{\text{InAs}} > 300 \mu\text{m}$ ) с высокой проводимостью привело к тому, что основное падение напряжения внешнего смещения было сконцентрировано в области гетероперехода  $\text{InAs}_{1-y}\text{Sb}_y/\text{InAsSbP}$  и формирующих его эпитаксиальных слоев, суммарная толщина которых составляла  $3.5 \mu\text{m}$ . Учитывая тот факт, что порядок величины проводимости слоя  $n^0\text{-InAsSb}$  как узкозонного соединения соизмерим с аналогичной величиной для подложки, тогда область вблизи гетерограницы  $n\text{-InAsSb}/p\text{-InAsSbP}$  может определять вид суммарной ВАХ гетероструктуры  $n^+\text{-InAs}/n^0\text{-InAs}_{1-y}\text{Sb}_y/p\text{-InAsSbP}$ .

Аналогично с результатами измерений ЭЛ на кривых вольт-амперных характеристик гетероструктур  $n^+\text{-InAs}/n^0\text{-InAs}_{1-y}\text{Sb}_y/p\text{-InAsSbP}$  при низких температурах также наблюдались особенности, связанные с узкозонным слоем  $\text{InAsSb}$ . Наличие сильнолегированной части гетероструктуры приводило к появлению участков с туннельной проводимостью при смещениях  $U > 150 \text{ mV}$  (рис. 3, *b*). Для интервала составов  $y = 0.09\text{--}0.11$  ВАХ были почти идентичны друг другу с одинаковыми параметрами слабо выраженного туннельного участка. При увеличении содержания сурьмы в узкозонном слое до значений  $y = 0.15\text{--}0.16$  участок туннельной проводимости проявлялся достаточно отчетливо, и наблюдалась зависимость параметров туннельного участка ВАХ от состава тройного твердого раствора  $\text{InAs}_{1-y}\text{Sb}_y$ . С ростом содержания антимонида возрастали величины напряжения включения и напряжения выхода, при этом разница между этими величинами сохранялась неизменной ( $\sim 150 \text{ mV}$ ).



**Рис. 3.** Вольт-амперные характеристики при  $T = 300 \text{ K}$  (*a*) и при  $T = 77 \text{ K}$  (*b*) гетероструктур  $\text{InAs}/\text{InAs}_{0.9}\text{Sb}_{0.1}/\text{InAsSbP}$  (сплошная линия),  $\text{InAs}/\text{InAs}_{0.89}\text{Sb}_{0.11}/\text{InAsSbP}$  (пунктирная линия),  $\text{InAs}/\text{InAs}_{0.85}\text{Sb}_{0.15}/\text{InAsSbP}$  (штрихпунктирная линия),  $\text{InAs}/\text{InAs}_{0.84}\text{Sb}_{0.16}/\text{InAsSbP}$  (штриховая линия), полученных на подложке  $n^+\text{-InAs}$  (черные линии) и  $n^0\text{-InAs}$  (серые линии).

Обнаруженные особенности оптических и электрических свойств исследуемых образцов могут быть обусловлены природой гетероперехода  $\text{InAsSb}/\text{InAsSbP}$ . Для интерпретации наблюдаемых особенностей была построена зонная энергетическая диаграмма гетероструктуры  $n\text{-InAs}/n\text{-InAs}_{1-y}\text{Sb}_y/p\text{-InAs}_{1-x-y}\text{Sb}_y\text{P}_x$ . При ее построении в расчетах значений электронного сродства и ширины запрещенной зоны четверного твердого раствора  $\text{InAsSbP}$  нами была учтена специфика состава накрывающего слоя, наращиваемого на слой тройного твердого раствора  $\text{InAsSb}$ . Поскольку твердые растворы в системе  $\text{In-As-Sb-P}$  имеют общую катионную группу (In) и образуются взаимным замещением атомов V группы в кристаллической решетке эпитаксиального слоя, то полученный четверной твердый раствор можно рассматривать как комбинацию трех бинарных соединений с учетом мольной доли каждого. Таким образом, для расчета параметров четверного твердого

**Таблица 1.** Значения ширины запрещенной зоны ( $E_g$ ) и электронного сродства ( $\chi$ ) для бинарных соединений, образующими твердый раствор  $\text{InAs}_{1-x-y}\text{Sb}_y\text{P}_x$  [6]

Бинарное соединение	$E_g, \text{eV}$ (300 K)	$E_g, \text{eV}$ (77 K)	$\chi, \text{eV}$
InAs	0.354	0.408	-4.9
InSb	0.175	0.225	-4.59
InP	1.344	1.414	-4.38

**Таблица 2.** Значения коэффициентов прогиба для тройных соединений при расчете ширины запрещенной зоны ( $b_G$ ) и энергетических положений дна зоны проводимости ( $b_C$ ) и потолка валентной зоны ( $b_V$ ) многокомпонентных твердых растворов

Тройное соединение	$b_G, \text{eV}$	$b_C, \text{eV}$	$b_V, \text{eV}$
InAsP	0.2	—	0.2
InSbP	1.83	0.75	1.08
InAsSb	0.61	0.37	0.24

раствора мы воспользовались следующим выражением в общем виде

$$A_{\text{InAs}_{1-x-y}\text{Sb}_y\text{P}_x} = A_{\text{InAs}} \times (1 - x - y) + A_{\text{InSb}} \times y + A_{\text{InP}} \times x - C_{\text{InAsP}} \times (1 - x - y) \times y - C_{\text{InSbP}} \times x \times y, \quad (1)$$

где  $A_{ij}$  — параметры, связанные с бинарными соединениями, образующими данный твердый раствор, например, значения ширины запрещенной зоны ( $E_g$ ) и электронного сродства ( $\chi$ ) (см. табл. 1);  $C_{ijk}$  — коэффициенты, учитывающие нелинейную зависимость параметра  $A_{ij}$  от состава с учетом образования тройных соединений (табл. 2).

При выполнении расчета величины запрещенной зоны четверного твердого раствора  $\text{InAs}_{1-x-y}\text{Sb}_y\text{P}_x$  были использованы значения коэффициентов прогиба следующих тройных соединений:  $b_G(\text{InAsSb}) = 0.61 \text{ eV}$  [1],  $b_G(\text{InAsP}) = 0.2 \text{ eV}$  [7] и  $b_G(\text{InPSb}) = 1.83 \text{ eV}$  [8]. При определении электронного сродства четверного твердого раствора были применены коэффициенты прогиба ( $b_C$ ) для тройного соединения как параметры объективного расчета положения дна зоны проводимости, отличающегося от линейной аппроксимации. Соответственно, для определения положения потолка валентной зоны было использовано следующее выражение:

$$b_V = b_G - b_C, \quad (2)$$

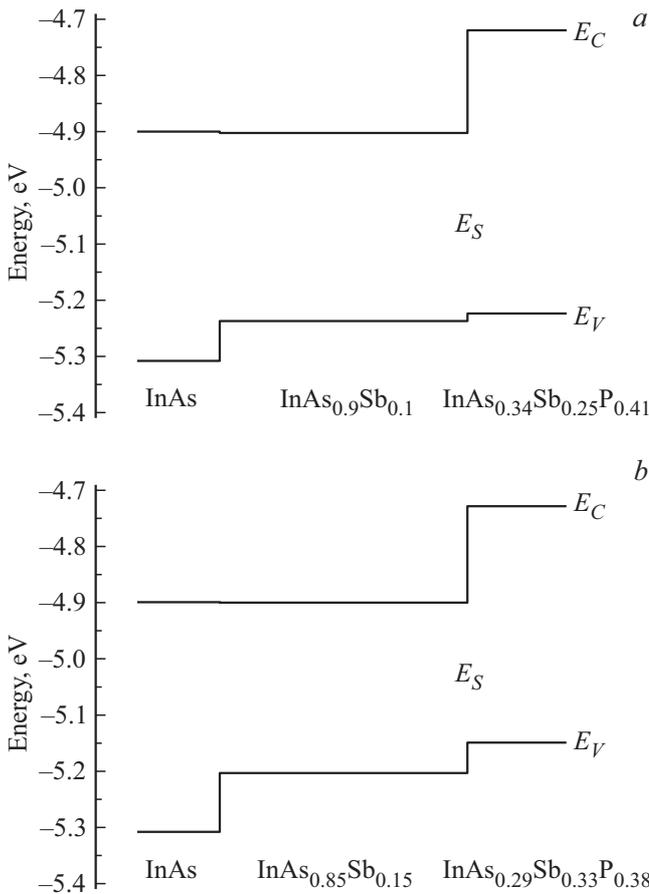
где  $b_V$  — коэффициент прогиба для валентной зоны тройного твердого раствора.

Ранее, в работе [5] были определены коэффициенты прогиба  $b_C$  и  $b_V$  для тройного твердого раствора

$\text{InAs}_{1-y}\text{Sb}_y$ . Для установления значений параметров  $b_C$  и  $b_V$  для тройного твердого раствора  $\text{InP}_z\text{Sb}_{1-z}$  были рассмотрены системы твердых растворов GaPSb и InPSb, как подобные системы с общей катионной группой. На основании данных, приведенных для системы GaPSb [9], было получено значение  $b_C(\text{GaPSb}) \approx 1.5 \text{ eV}$  и выведено соотношение  $b_C : b_V = 1 : 1.5$ . Используя выражение (2) и методологический подход, примененный в работе [5], были рассчитаны коэффициенты прогиба  $b_C$  и  $b_V$  для тройного твердого раствора  $\text{InP}_z\text{Sb}_{1-z}$  (см. табл. 2). На основании экспериментальных данных, приведенных в работе [10], был оценен коэффициент прогиба для зоны проводимости в системе твердых растворов  $\text{InAs}_{1-z}\text{P}_z$ . Значение параметра  $b_C(\text{InAsP}) = 0$  было принято в первом приближении. Следовательно, отклонение от линейной зависимости для ширины запрещенной зоны соединения  $\text{InAs}_{1-z}\text{P}_z$  в основном применено к зависимости энергетического положения потолка валентной зоны ( $b_V \approx 0.2 \text{ eV}$ ) от состава тройного твердого раствора.

В процессе проведения расчетов гетероперехода  $\text{InAsSb}/\text{InAsSbP}$  учитывались результаты анализа комплексных исследований спектров фотолюминесценции и структурных свойств эпитаксиальных слоев четверных твердых растворов  $\text{InAsSbP}$ , полученных как на бинарной подложке InAs, так и на трехкомпонентном эпитаксиальном слое  $\text{InAs}_{1-y}\text{Sb}_y$  [1]. По результатам данных исследований было определено, что при осаждении эпитаксиального слоя четверного твердого раствора  $\text{InAs}_{1-x-y}\text{Sb}_y\text{P}_x$  на матричный слой на основе арсенида индия, содержащий соединения антимонида индия, концентрация сурьмы в покрывающем слое будет превышать величину, заданную для четверного твердого раствора, изоморфного с подложкой InAs. Очевидно, что покрывающий слой при осаждении стремится достичь согласования по параметру кристаллической решетки с матричным слоем. Соответственно изменятся концентрации фосфора и мышьяка в барьерном слое, так как четверной твердый раствор  $\text{InAsSbP}$  является продуктом взаимозамещения элементов V группы в процессе наращивания слоя. Тогда при расчете следует учитывать корректировки в значении ширины запрещенной зоны, величине электронного сродства и положении потолка валентной зоны относительно соответствующих параметров четверного твердого раствора  $\text{InAs}_{1-x-y}\text{Sb}_y\text{P}_x$ , изоморфного с матричным слоем  $\text{InAs}_{1-y}\text{Sb}_y$ . Следовательно, чем больше концентрация антимонида в узкозонной активной области гетероструктуры, тем будет больше высота разрыва в валентной зоне на гетерогранице  $\text{InAsSb}/\text{InAsSbP}$ .

На рис. 4 представлены варианты послонных энергетических профилей двойной гетероструктуры  $\text{InAs}/\text{InAsSb}/\text{InAsSbP}$  при  $T_{Low} = 77 \text{ K}$  для типичных представителей двух групп образцов, относящихся к соответствующим интервалам составов тройного твердого раствора  $\text{InAs}_{1-y}\text{Sb}_y$ . Характерная ширина запрещенной зоны для интервала составов  $y = 0.09-0.11$



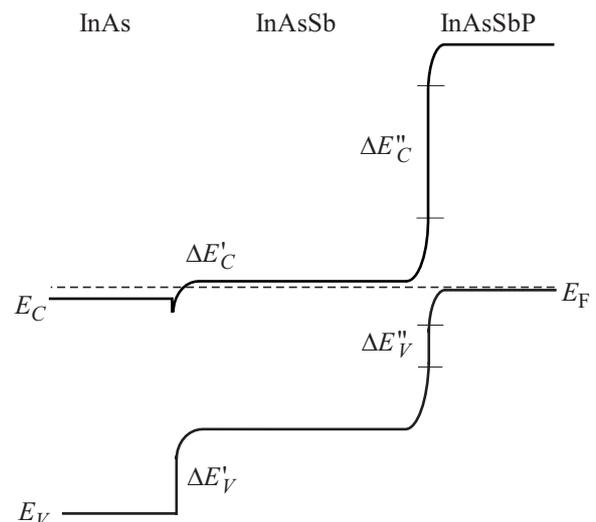
**Рис. 4.** Зонный энергетический профиль гетероструктуры  $\text{InAs}/\text{InAs}_{0.9}\text{Sb}_{0.1}/\text{InAs}_{0.34}\text{Sb}_{0.25}\text{P}_{0.41}$  (a) и  $\text{InAs}/\text{InAs}_{0.85}\text{Sb}_{0.15}/\text{InAs}_{0.29}\text{Sb}_{0.33}\text{P}_{0.38}$  (b) при  $T = 77\text{ K}$ .  $E_C$  — положение дна зоны проводимости,  $E_V$  — положение потолка валентной зоны,  $E_S$  — энергия перекрытия энергетических зон на гетерогранице II типа  $\text{InAsSb}/\text{InAsSbP}$ .

составила  $E_{g1} = 0.33\text{--}0.34\text{ eV}$ , а для интервала составов  $y = 0.14\text{--}0.16$  —  $E_{g2} = 0.295\text{--}0.310\text{ eV}$ . Согласно нашим расчетам ступенчатый гетеропереход II типа  $\text{InAsSb}/\text{InAsSbP}$  сохраняется для всех составов тройного твердого раствора  $\text{InAs}_{1-y}\text{Sb}_y$ , но с различной высотой разрыва в валентной зоне: для интервала составов  $y = 0.09\text{--}0.11$  —  $E_{V1} = 0.010\text{--}0.015\text{ eV}$  (рис. 4, a), а для интервала составов  $y = 0.14\text{--}0.16$  —  $E_{V2} = 0.056\text{--}0.075\text{ eV}$  (рис. 4, b).

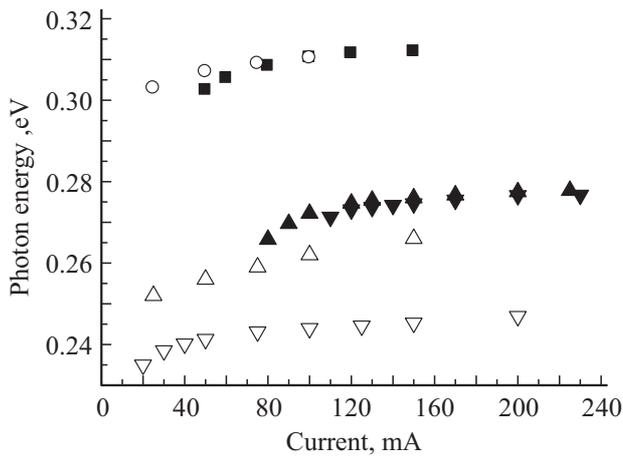
В термодинамическом равновесии при  $T_{Low} = 77\text{ K}$  энергетический профиль исследуемых гетероструктур  $n^+\text{-InAs}/n^0\text{-InAsSb}/p\text{-InAsSbP}$  в общем виде представлен на рис. 5. Отличительной особенностью гетероструктур, полученных на сильнолегированных подложках, является наличие на гетерогранице  $n^+\text{-InAs}/n^0\text{-InAsSb}$  потенциальной ямы, заполненной электронами, в отличие от случая гетерограницы  $n^0\text{-InAs}/n\text{-InAsSb}$ , где образуется потенциальный барьер для инжектируемых электронов [1]. При приложении прямого смещения к образцу под воздействием внешнего электрического

го поля электроны доставляются до гетерограницы  $n\text{-InAsSb}/p\text{-InAsSbP}$ , где их дальнейшему движению препятствует потенциальный барьер, сформированный за счет разрыва в зоне проводимости на интерфейсе, что приводит к аккумулярованию носителей заряда в зоне проводимости тройного твердого раствора. Принимая во внимание, что область  $n\text{--}p$  перехода сосредоточена вблизи гетерограницы  $n\text{-InAsSb}/p\text{-InAsSbP}$ , можно предположить существование тонкого слоя пространственного заряда, сквозь который при малых величинах прямого смещения часть электронов проникает в слой  $p\text{-InAsSbP}$  (см. рис. 3, b). При увеличении прямого смещения происходит расхождение энергетических зон  $E_C(\text{InAsSb})$  и  $E_V(\text{InAsSbP})$  на гетерогранице, что ведет к увеличению энергетического зазора между состояниями электронов в  $n\text{-InAsSb}$  и дырочными состояниями в  $p\text{-InAsSbP}$  и способствует возникновению туннельного тока через поверхностные состояния на интерфейсе. Дальнейшее возрастание прямого смещения приводит к компенсации внутреннего поля  $n\text{--}p$  перехода внешним электрическим полем, и при напряжении выхода из туннельного режима возникает ток дырок со стороны барьерного слоя  $p\text{-InAsSbP}$  в область активного слоя  $n\text{-InAsSb}$ . В результате, ВАХ гетероструктуры  $n^+\text{-InAs}/n^0\text{-InAs}_{1-y}\text{Sb}_y/p\text{-InAsSbP}$  содержали участки с туннельным характером проводимости и демонстрировали  $N$ -образное поведение.

Очевидно, что высота потенциального барьера для дырок на гетерогранице  $n\text{-InAsSb}/p\text{-InAsSbP}$  играет ключевую роль в формировании потенциальных ям и локализации носителей заряда. Этим объясняются



**Рис. 5.** Схематическая зонная энергетическая диаграмма гетероструктуры  $n^+\text{-InAs}/n^0\text{-InAsSb}/p\text{-InAsSbP}$  в термодинамическом равновесии.  $E_C$  — положение дна зоны проводимости,  $E_V$  — положение потолка валентной зоны,  $E_F$  — положение уровня Ферми гетероструктуры,  $\Delta E'_{c,v}$  — разрывы зон на гетерогранице  $\text{InAs}/\text{InAsSb}$ ,  $\Delta E''_{c,v}$  — разрывы зон на гетерогранице  $\text{InAsSb}/\text{InAsSbP}$ .



**Рис. 6.** Зависимость энергии фотонов в максимуме полосы излучения от тока накачки для гетероструктур, наращенных на подложке  $n^0\text{-InAs}$  (открытые фигуры) и  $n^+\text{-InAs}$  (заполненные фигуры) при  $T = 77\text{ K}$ :  $\text{InAs}/\text{InAs}_{0.9}\text{Sb}_{0.1}/\text{InAsSbP}$  (открытые круги и заполненные квадраты);  $\text{InAs}/\text{InAs}_{0.85}\text{Sb}_{0.15}/\text{InAsSbP}$  (открытые и заполненные треугольники);  $\text{InAs}/\text{InAs}_{0.84}\text{Sb}_{0.16}/\text{InAsSbP}$  (открытые и заполненные перевернутые треугольники).

различия туннельных участков ВАХ для двух групп исследуемых гетероструктур в зависимости от состава узкозонной активной области. Мелкие потенциальные барьеры ( $\Delta E_V < 0.02\text{ eV}$ ) не способны удержать дырки на гетерогранице и слабо препятствуют их потоку из барьерного слоя  $p\text{-InAsSbP}$  в активную область  $n\text{-InAsSb}$  (рис. 4, *a*), при этом наблюдается излучательная рекомбинация в объеме тройного твердого раствора. Наблюдаемая в эксперименте ЭЛ отвечает переходам электронов с состояний дна зоны проводимости на акцепторные состояния в запрещенной зоне. Следует отметить, что для интервала составов  $y = 0.09\text{--}0.13$  спектральные положения полос ЭЛ при  $T_{Low} = 77\text{ K}$  для гетероструктур  $n^0\text{-InAs}/n^0\text{-InAs}_{1-y}\text{Sb}_y/p\text{-InAsSbP}$  и  $n^+\text{-InAs}/n^0\text{-InAs}_{1-y}\text{Sb}_y/p\text{-InAsSbP}$  почти совпадают (рис. 2, *c* и рис. 6).

Возрастание концентрации антимонида в узкозонной области гетероструктуры до  $y > 0.14$  увеличивает потенциальные барьеры на гетерогранице  $n\text{-InAsSb}/p\text{-InAsSbP}$  ( $\Delta E_V > 0.05\text{ eV}$ ), которые способствуют образованию глубоких потенциальных ям на интерфейсе и удержанию дырок в них при приложении прямого смещения (рис. 4, *b*). Локализации дырок на гетерогранице выключает часть носителей заряда из общего тока, что проявляется в более выраженной  $N$ -образности на ВАХ гетероструктуры (рис. 3, *b*). Более того, формирование заполненных дырочных состояний на гетерогранице повышает вероятность реализации интерфейсных излучательных переходов [1]. Для гетероструктур  $n^+\text{-InAs}/n^0\text{-InAs}_{1-y}\text{Sb}_y/p\text{-InAsSbP}$  при высоком содержании антимонида в тройном твердом растворе в интервале составов  $y = 0.15\text{--}0.16$  наблюдалось

увеличение напряжения выхода из туннельного режима на ВАХ, а также рост прямого тока нагрузки. Соответственно, в зависимости от состава узкозонной активной области гетероструктуры начало регистрации излучения ЭЛ должно происходить при разных токах накачки (рис. 6). Кроме того, при увеличении приложенного смещения наблюдался „голубой“ сдвиг максимума полосы излучения в сторону больших энергий фотона, что также говорит о возникновении локализованных состояний на интерфейсе  $n\text{-InAsSb}/p\text{-InAsSbP}$ .

Также для гетероструктур с большим содержанием антимонида ( $y > 0.14$ ) в активной области наблюдалась существенная разница в спектральном положении полос ЭЛ в зависимости от степени легирования подложки (рис. 2, *c* и рис. 6). Если в случае комнатной температуры видна динамика смещения полосы излучения за счет сдвига квазиуровня Ферми для электронов в зоне проводимости тройного твердого раствора, то при низких температурах эта разница имеет другую природу. Вполне очевидно, что при  $T_{Low} = 77\text{ K}$  спектр ЭЛ является суперпозицией межзонных и интерфейсных излучательных переходов. Совпадение спектральных положений полос ЭЛ для разных составов активной области в гетероструктурах  $n^+\text{-InAs}/n^0\text{-InAs}_{1-y}\text{Sb}_y/p\text{-InAsSbP}$  (см. треугольные символы на рис. 6) может быть объяснено тем, что при увеличении концентрации сурьмы в составе узкозонного слоя повышение положения квазиуровня Ферми в твердом растворе  $\text{InAs}_{0.16}\text{Sb}_{0.84}$  относительно твердого раствора  $\text{InAs}_{0.15}\text{Sb}_{0.85}$  компенсирует уменьшение перекрытия зон ( $E_S$ ) на гетерогранице II типа  $\text{InAsSb}/\text{InAsSbP}$ . В свою очередь, повышение уровня  $E_{Fn}$  связано с повышением порога инжекции за счет увеличения начальных токов накачки при достижении напряжения выхода из туннельного режима, вызванного локализацией дырок в потенциальной яме на гетерогранице  $n\text{-InAsSb}/p\text{-InAsSbP}$  (см. рис. 4, *b*).

#### 4. Заключение

Таким образом, на основе новых экспериментальных данных был проведен расчет зонной энергетической диаграммы двойной гетероструктуры  $\text{InAs}/\text{InAs}_{1-y}\text{Sb}_y/\text{InAsSbP}$  в диапазоне составов ( $y < 0.2$ ) узкозонной активной области. Было показано, что гетеропереход  $\text{InAs}_{1-y}\text{Sb}_y/\text{InAsSbP}$  является гетеропереходом II типа в данном диапазоне составов. Полученный результат обусловлен особенностью эпитаксиального роста четверного твердого раствора  $\text{InAsSbP}$  на поверхности матрицы на основе тройных соединений антимонида-арсенида.

#### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] В.В. Романов, Э.В. Иванов, К.Д. Моисеев. ФТТ **61**, 1746 (2019).
- [2] В.В. Романов, Э.В. Иванов, К.Д. Моисеев, А.А. Пивоварова, Ю.П. Яковлев. ФТП **54**, 202 (2020).
- [3] Yu. Yakovlev, K. Moiseev, M. Mikhailova, A. Monakhov, A. Astakhova, V. Sherstnev. SPIE Proc. **3947**, 144 (2000).
- [4] М.М. Григорьев, Э.В. Иванов, К.Д. Моисеев. ФТП **45**, 1386 (2011).
- [5] В.В. Романов, Э.В. Иванов, К.Д. Моисеев. ФТТ **62**, 1822 (2020).
- [6] Landolt-Börnstein. Handbook. Numerical Data, Ser. III. Springer, Berlin, Heidelberg. (1982) **17a** / Ed. O. Madelung, 264 p.; (1987) **22a** / Ed. K.-H. Hellwege, 305 p.
- [7] G.A. Antypas, T.O. Yep. J. Appl. Phys. **42**, 3201 (1971). <https://doi.org/10.1063/1.1660707>
- [8] M.J. Jou, Y.T. Cherng, G.B. Stringfellow. J. Appl. Phys. **64**, 1472 (1988); doi: 10.1063/1.341820
- [9] S. Loualiche, A. Le Corre, S. Salaun, J. Caulet, B. Lambert, M. Gauneau, D. Lecrosnier, B. Deveaud. Appl. Phys. Lett. **59**, 423 (1991); <https://doi.org/10.1063/1.105450>
- [10] T. Anan, K. Nishi, A. Tomita, K. Tokumote, S. Sugou. Jpn. J. Appl. Phys. **37**, 3915 (1998).

*Редактор Т.Н. Василевская*