

# Эпитаксиальный рост, электронные свойства и фотокатодные применения напряженных псевдоморфных слоев InGaAsP/GaAs

© В.Л. Альперович, Ю.Б. Болховитянов<sup>¶</sup>, С.И. Чикичев, А.Г. Паулиш, А.С. Терехов, А.С. Ярошевич

Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук,  
630090 Новосибирск, Россия

(Получена 14 февраля 2001 г. Принята к печати 15 февраля 2001 г.)

Представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований, направленных на создание высокоэффективных источников спин-поляризованных электронов на базе гетероэпитаксиальных, упругодеформированных пленок четверного твердого раствора InGaAsP, выращенных методом жидкофазной эпитаксии на подложках GaAs. Синтезированы пленки InGaAsP толщиной 0.1–0.2 мкм, имеющие ширину запрещенной зоны в диапазоне 1.4–1.9 эВ и упругую деформацию до 1%, что обеспечило расщепление потолка валентной зоны на 40–60 мэВ и степень спиновой поляризации  $P$  фотоэмиттированных электронов до 80% с высоким квантовым выходом фотоэмиссии  $Y$  после активирования до состояния отрицательного электронного сродства путем адсорбции цезия и кислорода. Достигнуты рекордные значения эффективного параметра качества  $P^2Y$ .

## 1. Введение

Анатолий Васильевич Ржанов был инициатором постановки научных исследований и технологических разработок в области полупроводниковых фотокатодов с отрицательным электронным сродством в Институте физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук. В этой как может быть ни в одной другой области полупроводникового приборостроения, взаимосвязь атомных и электронных свойств поверхности играет ключевую роль. Некоторые достижения последних лет в деле создания фотоэммиттеров с эффективным отрицательным электронным сродством (ОЭС фотокатодов) для источников спин-поляризованных электронов описаны в настоящей работе.

На протяжении нескольких десятилетий основной задачей, стоящей перед всеми эпитаксиальными технологиями синтеза многослойных полупроводниковых структур, являлось выращивание гетероструктур, согласованных по параметру решетки. Среди разнообразных гетеросистем особое место принадлежит четверным полупроводниковым растворам InGaAsP. На основе этого материала были созданы источники и приемники оптического излучения для оптоволоконных линий связи, работающих в ближнем инфракрасном диапазоне (на длине волны 1.3–1.5 мкм). Широкозонные твердые растворы InGaAsP также нашли применение при создании лазеров и светодиодов видимого диапазона. Неудивительно поэтому, что по данной четверной системе накоплен большой объем информации, касающейся физических свойств и способов получения. Все основные методы эпитаксии с успехом пользовались для синтеза изорешеточных гетероструктур в системах InGaAsP/GaAs и InGaAsP/InP. Это относится и к газофазной эпитаксии с использованием хлоридов металла III группы и гидридов элементов V группы [1], и к молекулярно-лучевой эпитаксии [2], и к технологии синтеза InGaAsP из ме-

таллорганических соединений [3], и, конечно, к методу жидкофазной эпитаксии [4].

В последние годы, однако, всячески в связи с разработкой источников пучков спин-поляризованных электронов [5], возникла задача получения гетероструктур, в которых параметры решеток пленки и подложки не совпадают. Указанные источники основаны на использовании явления отрицательного электронного сродства (ОЭС), которое достигается путем адсорбции цезия и кислорода на атомарно-чистую поверхность GaAs и других полупроводников, и широко используются не только в физике высоких энергий, но и в атомной физике, а также в физике твердого тела [6–8]. Для GaAs и других соединений группы  $A^{III}B^V$  со структурой цинковой обманки теоретическая степень спиновой поляризации фотоэмиттированных электронов составляет 50% из-за вырождения валентной зоны при  $k = 0$ . Этот предел можно превзойти, если использовать напряженные псевдоморфные пленки, выращенные на рассогласованных по параметру решетки подложках. Механические деформации снимают вырождение валентной зоны, что позволяет в принципе увеличить степень спиновой поляризации до 100%. И хотя в последние несколько лет в ряде работ [8–10] было продемонстрировано существенное увеличение степени спиновой поляризации с использованием напряженных фотокатодов, параметры приборов еще далеко не оптимальны. В частности, высокие значения спиновой поляризации достигаются на структурах с низким квантовым выходом  $Y \approx (1-2) \cdot 10^{-3}$ , что связано с малой толщиной напряженных пленок. В хорошем фотокатоде величина деформации в активном слое должна быть как можно больше, и одновременно этот слой должен иметь максимально возможную толщину, совместимую с требованиями отсутствия дислокаций, гладкости поверхности, однородности толщины и легирования на площади  $\sim 1 \text{ см}^2$ . Желательно также иметь возможность для варьирования ширины запрещенной зоны в активном слое, чтобы использовать для фото-

<sup>¶</sup> E-mail: bolkhov@isp.nsc.ru

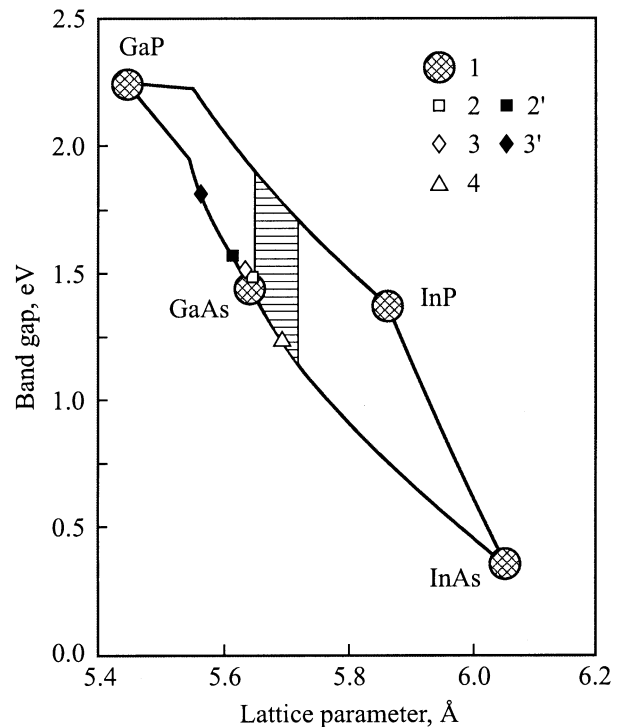
возбуждения неперестраиваемые лазеры с различными длинами волн. Принимая во внимание всю вышеперечисленную совокупность требований, можно заключить, что поиск новых напряженных гетероструктур для создания высокоэффективных ОЭС фотокатодов и создание на их основе источников спин-поляризованных электронов с улучшенными характеристиками является важной физико-технологической задачей. Решение этой задачи тесно связано с такими фундаментальными проблемами гетероэпитаксии полупроводников, как вопросы критической толщины гетероэпитаксиальной пленки, морфологической устойчивости деформированных слоев, влияния деформаций и ориентации подложки на фазовые равновесия в многокомпонентных системах.

В настоящей работе описаны результаты по выращиванию напряженных слоев InGaAsP на подложках GaAs, исследованию их электронных свойств и применению полученных пленок в качестве фотокатодов для источников спин-поляризованных электронов (ИСПЭ). Тестирование источников выполнено в кооперации с Институтом физики Университета Гутенберга, Майнц (ФРГ), а также с Институтом ядерной физики и физики высоких энергий, Амстердам (Голландия).

## 2. Выбор гетеросистемы и метода синтеза

Наш выбор метода синтеза гетероструктур обусловлен многолетним опытом, накопленным в ИФП СО РАН по развитию метода жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) полупроводниковых соединений группы  $A^{III}B^V$ . Впервые ЖФЭ была использована для выращивания четверного твердого раствора InGaAsP более четверти века назад [11]. От других методов эпитаксии его отличает сравнительная простота и относительная дешевизна. Далее будет показано, что метод ЖФЭ позволяет создавать напряженные гетероструктуры InGaAsP/GaAs, которые по совокупности требуемых свойств не только не уступают, но и превосходят структуры, выращиваемые другими методами.

Как уже отмечалось, ключевым фактором, позволяющим увеличить выход спин-поляризованных электронов, является снятие вырождения валентной зоны в центре зоны Бриллюэна. Упругая одноосная деформация представляет только один из способов решения этой задачи. Среди других можно назвать использование сверхрешеток, в которых вырождение снимается за счет эффектов размерного квантования [12,13]. С той же целью может использоваться и эффект спонтанного упорядочения в слоях InGaP, выращиваемых методом металлоорганической эпитаксии [14,15]. Преимущество полупроводниковых твердых растворов состоит в возможности изменения их зонных параметров (а точнее — всех физических свойств) за счет изменения состава. На рис. 1 показана зависимость ширины запрещенной зоны  $E_g$  твердого раствора  $In_xGa_{1-x}As_yP_{1-y}$  во всем диапазоне изменения



**Рис. 1.** Зависимость ширины запрещенной зоны в четверном твердом растворе InGaAsP от постоянной решетки: 1 — бинарные соединения; соединяющие их линии отвечают соответствующим тройным твердым растворам; 2–4 — экспериментальные данные из работ: 2 — [8], 3 — [16], 4 — [17]. 2'–3' — обозначают твердые растворы, рассматриваемые в настоящей работе.

постоянной решетки  $a$ . Как видно из этого рисунка, четверная система охватывает большой интервал  $E_g(x, y)$  и  $a(x, y)$  и с этой точки зрения весьма привлекательна для конструирования источников спин-поляризованных электронов (ИСПЭ). Для получения высоких значений спиновой поляризации необходимо обеспечить деформацию сжатия в плоскости активного слоя. Следовательно, естественный параметр решетки фотоэмиттерного слоя должен быть больше, чем у подложки. В работах [8,9,16] с этой целью на подложке GaAs выращивался промежуточный буферный слой  $GaAs_{1-x}P_x$ , на котором затем формировался активный слой  $p$ -GaAs. Изменение состава по толщине буферного слоя от 0 ( $y$  подложки) до  $x$  ( $y$  границы с активным слоем) и связанная с этим генерация дислокаций приводили к тому, что активный слой оказывался сжатым в плоскости роста и испытывал тетрагональные искажения в перпендикулярном направлении. На рис. 1 символ 2' на линии тройного раствора GaAsP показывает конечный состав буферного слоя, использованный в [8], а символ 2 соответствует напряженной пленке GaAs, выращенной на таком буферном слое. Для данной структуры сообщалось о получении спиновой поляризации до 90% [8,9]. Символ 3 на рис. 1 показывает экспериментальные резуль-

таты из работы [16], где использовался активный слой  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ , выращенный на подложке GaAs с буферным слоем  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ . Видно, что возможность изменения ширины запрещенной зоны в таких структурах весьма ограничена. Другим недостатком описанных фотокатодных структур является невозможность получения слоев, которые имели бы достаточную толщину при высоком уровне упругих деформаций. Это связано с тем, что буферные слои содержат высокую плотность прорастающих дислокаций, которые наследуются активным слоем и неизбежно вызывают в нем пластическую релаксацию. Поэтому прямое выращивание рассогласованного слоя на подложке является более предпочтительным. Так, в работе [17] псевдоморфная пленка  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  выращивалась непосредственно на подложке GaAs и использовалась в качестве активного слоя (рис. 1, кривая 4). Такой подход позволяет избежать ранней пластической релаксации, однако уменьшение ширины запрещенной зоны сопровождается уменьшением квантового выхода фотоэмиссии.

В наших работах [18,19] было предложено использовать псевдоморфные слои широкозонного тройного раствора  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}$  и четверного раствора  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ , выращенные на подложках GaAs, в качестве ОЭС фотоэммиттеров с высоким квантовым выходом. Для выращивания высоконапряженных пленок был использован метод жидкофазной эпитаксии [20–23]. Заштрихованная область на рис. 1 показывает диапазон составов  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ , подходящих для создания напряженных фотоэммиттеров. Выбирая необходимый состав, мы могли получать рассогласованные слои с шириной запрещенной зоны от 1.4 до 1.9 эВ. Было детально исследовано влияние упругих напряжений на зонную структуру InGaAsP. В итоге были созданы стабильные ОЭС фотокатоды с высоким квантовым выходом и высокой степенью спиновой поляризации фотоэммиттированных электронов [24].

### 3. Жидкофазная эпитаксия упруго деформированных слоев InGaAsP

Основные технологические условия процесса ЖФЭ и использованная аппаратура подробно описаны в [23,25] и лишь кратко изложены далее. Пленки InGaAsP выращивались методом ступенчатого охлаждения ( $\Delta T = 10$  К) при температуре 1043 К на подложках GaAs с ориентацией (100), (111)А и (111)В. Упругие деформации в этих пленках определялись из измерений параметра решетки в направлении роста  $\Delta a_{\perp}/a_s = (a_f - a_s)/a_s$  с использованием двухкристального рентгеновского дифрактометра на излучении  $\text{CuK}\alpha$ . Обычно использовали отражения (004) и (111) для пленок с ориентациями (100) и (111) соответственно. Для обнаружения возможной пластической релаксации в слоях измеряли рентгеновские кривые качания как для симметрич-

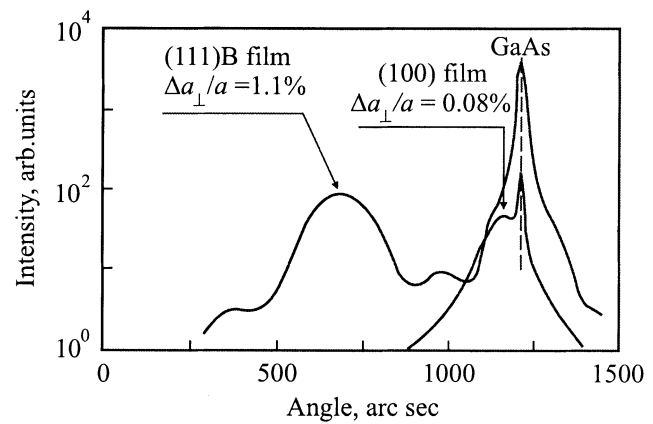


Рис. 2. Рентгеновские кривые качания для двух эпитаксиальных пленок InGaAsP, выращенных одновременно на подложках GaAs с ориентациями (100) и (111)В. Состав расплава, %: фосфор — 0.46, галлий — 4, мышьяк — 11, остальное — индий.

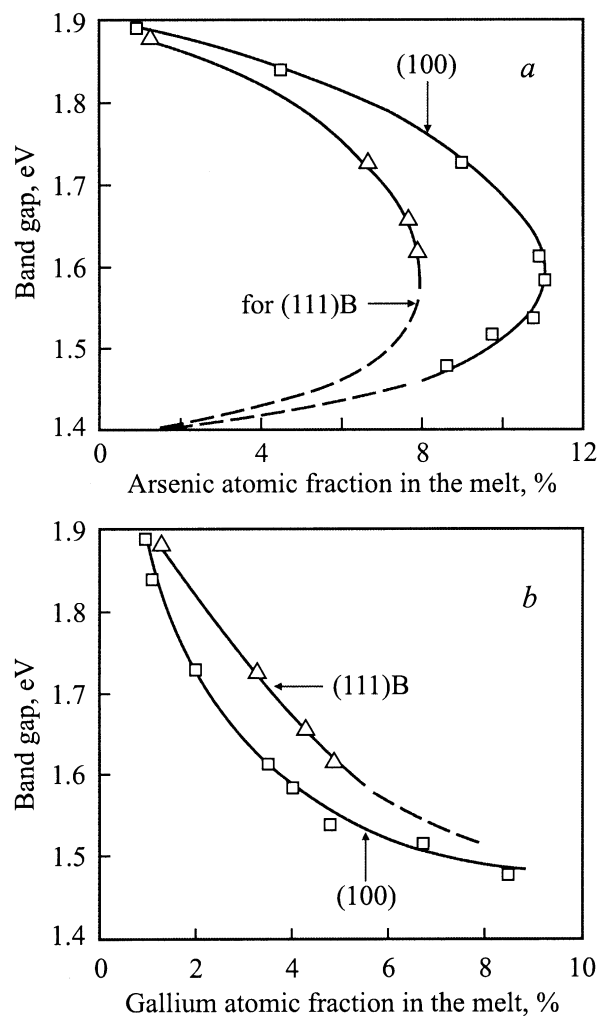
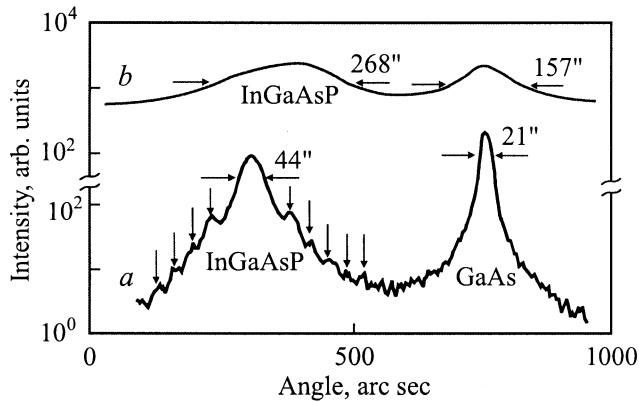
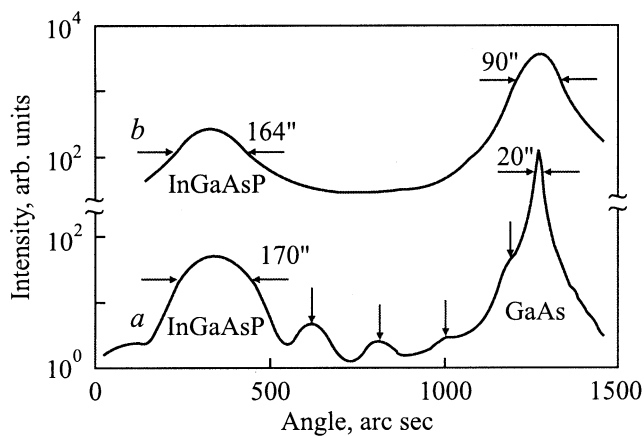


Рис. 3. Ширина запрещенной зоны пленок InGaAsP, согласованных по параметру решетки с GaAs, для ориентаций (100) и (111)В в зависимости от количества мышьяка (а) и галлия (б) в расплаве.



**Рис. 4.** Рентгеновские кривые качания двух напряженных пленок InGaAsP ( $\Delta a/a_{\perp} = 0.7\%$ ) одинакового состава, но разной толщины  $h$ , мкм:  $a$  — 0.47,  $b$  — 2.1. Приведены значения полной ширины на половине максимума (FWHM).



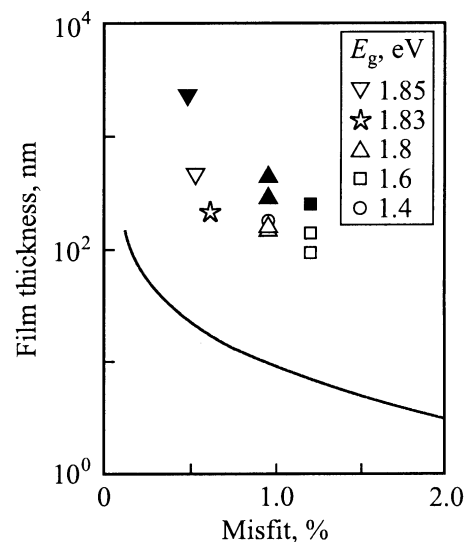
**Рис. 5.** Рентгеновские кривые качания двух сильнонапряженных ( $\Delta a/a_{\perp} = 1.75\%$ ) пленок InGaAsP одинакового состава, но разной толщины  $h$ , мкм:  $a$  — 0.09,  $b$  — 0.25. Приведены значения полной ширины на половине максимума (FWHM).

ных (111), так и для несимметричных отражений (133), (422) и (115) GaAs. Толщины слоев определяли с помощью оптического микроскопа на поперечном сколе структуры. Для тонких пленок ( $< 0.5$  мкм) использовали электронный микроскоп. При высоком структурном совершенстве тонких напряженных слоев в них наблюдается интерференция рентгеновских волн, которая также может быть использована для расчета толщины.

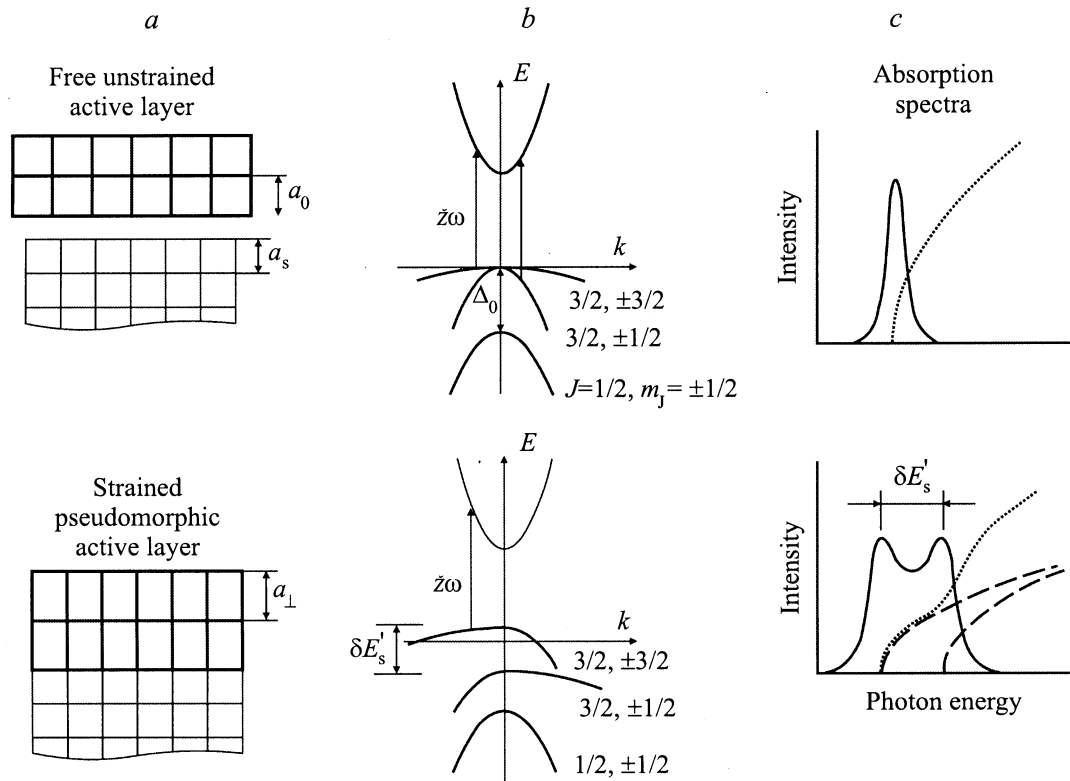
В наших экспериментах было обнаружено, что пленки InGaAsP, выращенные в идентичных условиях на подложках с ориентацией (100) и (111)В, имеют существенно разный состав, т.е. разные постоянные решетки и значения ширины запрещенной зоны. Сказанное иллюстрируется рис. 2, на котором приведены рентгеновские кривые качания двух пленок, выращенных одновременно на подложках GaAs (100) и GaAs (111)В, а также рис. 3, на котором приведена зависимость  $E_g$  в слоях от состава жидкой фазы.

Когерентный рост рассогласованных по параметру решетки слоев, как известно, возможен только до определенной толщины, называемой критической толщиной гетероэпитаксиальной пленки. При превышении указанной толщины в пленку вводятся дислокации несоответствия и уровень упругих деформаций в структуре понижается. При этом происходит резкое ухудшение структурного совершенства слоев, проявляющееся в уширении пиков на рентгеновских кривых качания, а также в исчезновении интерференционных явлений (рис. 4 и 5). Для использования в фотокатодах такие слои не пригодны.

Систематические исследования слоев методом оптической и электронной микроскопии, а также рентгеновской дифрактометрии позволили найти такие режимы синтеза псевдоморфных пленок InGaAsP, которые обеспечили получение гетероструктур с рекордным уровнем упругих деформаций при толщинах 0.1–0.2 мкм в диапазоне величин запрещенных зон 1.4–1.9 эВ. На рис. 6 представлена зависимость критической толщины выращенных пленок от величины рассогласования параметров решетки. Здесь же приведена теоретическая кривая для критической толщины гетероэпитаксиальной пленки, рассчитанная по модели Мэттьюза и Блэкли [26]. Видно, что в эксперименте удается существенно превысить теоретические предсказания модели. Известно, что критическая толщина начала введения дислокаций несоответствия в растущий напряженный слой может быть превышена при соблюдении некоторых условий, способствующих торможению зарождения и распространению дислокаций несоответствия. Более подробно эта проблема рассмотрена в нашей работе [23].



**Рис. 6.** Критическая толщина эпитаксиальных слоев InGaAsP в зависимости от рассогласования постоянных решетки. Линия соответствует расчетным значениям по модели [26]. Светлые символы относятся к псевдоморфным пленкам с пренебрежимо малой пластической релаксацией, черные — к пленкам с пластической деформацией 0.01–0.02%. Ширина запрещенной зоны указана для каждого символа на вставке.

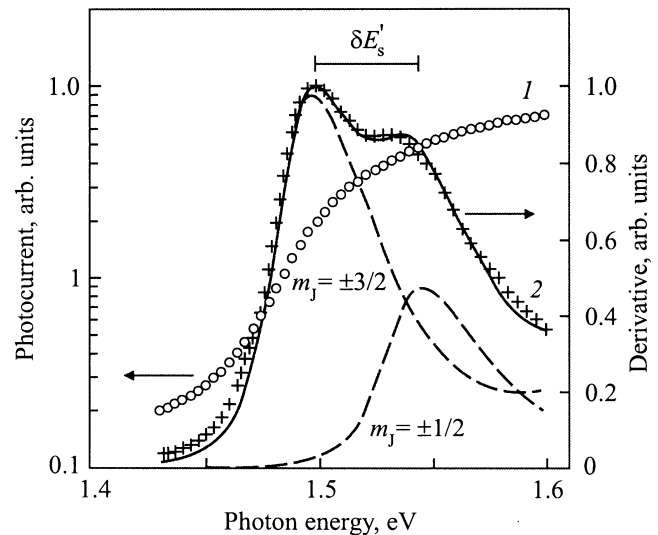


**Рис. 7.** *a* — схематическая иллюстрация деформационных эффектов в гетероэпитаксиальных слоях полупроводников со структурой сфалерита; *b* — связанная с деформациями модификация зонной структуры и *c* — спектры оптического поглощения (пунктирные линии) и их производные (сплошные линии).

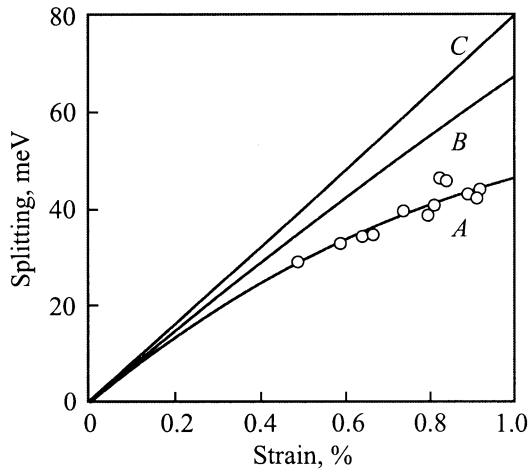
#### 4. Электронные свойства напряженных слоев

Влияние упругих деформаций на зонную структуру и пороги фундаментальных оптических переходов представлены на рис. 7. В верхней части рис. 7, *a* схематически изображен свободный ненапряженный слой с постоянной решетки  $a_0$ , ниже показан тот же слой, эпитаксиально сопряженный с подложкой с меньшей постоянной решетки  $a_s < a_0$ . Разность  $\Delta a = a_0 - a_s$  приводит к тому, что псевдоморфная пленка оказывается сжатой в плоскости слоя и растянутой вдоль направления роста. Связанная с этими деформациями модификация зонной структуры приведена на рис. 7, *b*. В недеформированных полупроводниках со структурой сфалерита максимум валентной зоны Бриллюэна представляет собой четырехжды вырожденный мультиплет  $P_{3/2}$  с  $J = 3/2$ ,  $m_j = \pm 3/2$  (подзона тяжелых дырок) и  $J = 3/2$ ,  $m_j = \pm 1/2$  (подзона легких дырок). Упругая деформация приводит к общему сдвигу всех зон из-за гидростатической (изотропной) компоненты, а также расщепляет исходно вырожденные подзоны на две с проекциями углового момента импульса  $m_j = \pm 3/2$  и  $m_j = \pm 1/2$  вследствие сдвиговой компоненты деформации. На рис. 7, *c* показаны схематически спектры оптического поглощения слоев и первые производные этих спектров.

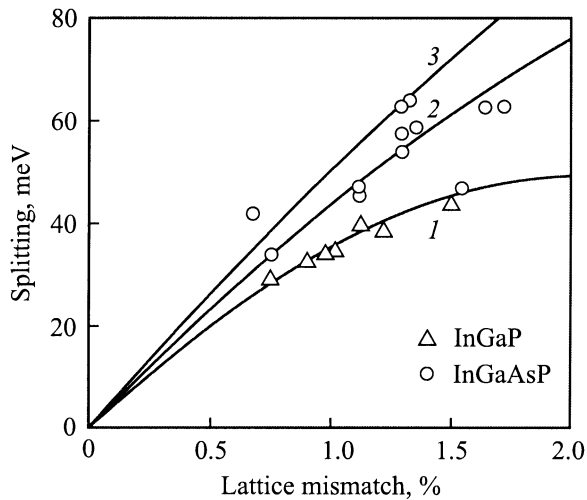
Для экспериментального определения ширины запрещенной зоны и величины расщепления валентной зоны мы использовали фототоковую и фотолюминесцентную (ФЛ) спектроскопию. Спектры фототока измерялись



**Рис. 8.** Спектр фототока (1) и его производная (2), измеренные на псевдоморфной пленке InGaAsP. Штриховые линии изображают вклад в производную от расщепленных подзон с  $m_j = \pm 1/2$  и  $m_j = \pm 3/2$ .



**Рис. 9.** Расщепление валентной зоны как функция деформации. Символы соответствуют экспериментальным результатам. *A* и *B* — теоретический расчет для InGaP (111) и GaAs (111) соответственно, *C* — расчет для GaAs в линейном приближении.



**Рис. 10.** Величина расщепления валентной зоны в зависимости от постоянных решетки в направлении роста для твердого раствора InGaP и InGaAsP. *1, 2* и *3* — теория для InGaP, InGaAsP и GaAs соответственно.

при комнатной температуре на контакте полупроводник–электролит [27]. При измерении спектров фотолюминесценции для возбуждения использовали аргоновый лазер ( $\lambda = 488$  нм). Плотность мощности возбуждения не превышала 20–40 Вт/см<sup>2</sup>. Спектры измерялись с помощью двойного монохроматора и стандартной системы счета фотонов. В качестве ширины запрещенной зоны  $E_g$  принималась энергия пика ФЛ. Значения  $E_g$ , полученные из спектров фототока и фотолюминесценции, отличались не более чем на 5 мэВ.

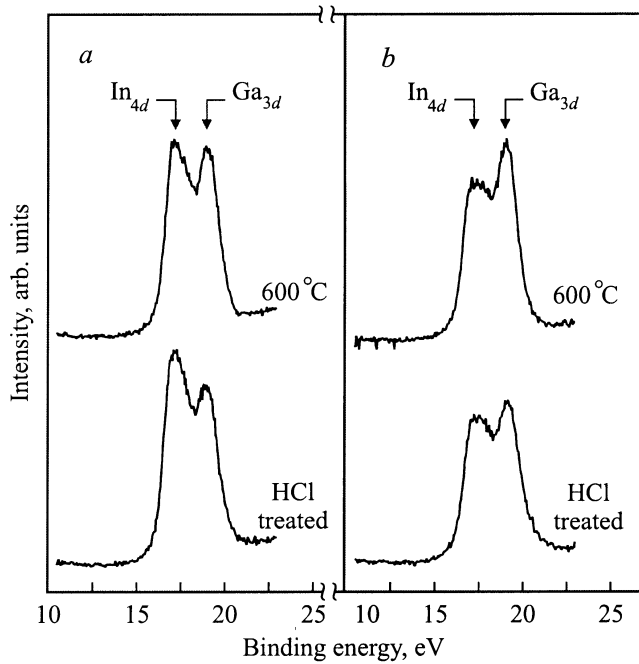
На рис. 8 приведен спектр фототока  $I_{ph}(E)$  и его первая производная  $dI_{ph}(E)/dE$ . Производная определялась численным дифференцированием измеренного спектра. В спектре производной хорошо видны два пика, соответ-

ствующие двум расщепленным подзонам валентной зоны. Величина расщепления, измеренная на серии пленок InGaP(111) в зависимости от деформации, приведена на рис. 9. Как видно из этого рисунка, величина расщепления нелинейно зависит от деформации и не превышает 40 мэВ. Нелинейность деформационного расщепления связана с малой величиной спин-орбитального расщепления валентной зоны InGaP, которая в свою очередь определяется спин-орбитальным расщеплением в атоме неметалла V группы. Известно, что в атомах эта величина пропорциональна квадрату заряда ядра ( $z^2$ ), поэтому переход от тройного твердого раствора InGaP ( $Z_P = 15$ ) к четверному InGaAsP ( $Z_{As} = 33$ ) позволяет увеличить деформационное расщепление валентной зоны. На рис. 10 показано, что указанный эффект действительно имеет место.

## 5. Получение атомарно-чистой поверхности и активирование до состояния с отрицательным электронным средством

Поведение поверхности четверного раствора InGaAsP в условиях сверхвысоковакуумного прогрева значительно осложнено присутствием двух элементов V группы с разной летучестью. В отличие от бинарных полупроводников в литературе фактически отсутствуют данные о способах очистки поверхности InGaAsP. Нами использовалась следующая процедура химической подготовки поверхности перед прогревом в вакууме. Сначала образцы промывались в кипящем изопропиловом спирте, после чего помещались в герметичный бокс с азотной атмосферой, где поверхностные оксиды удалялись в растворе HCl в изопропанол. Затем образцы крепились на металлокерамический держатель и без контакта с атмосферой переносились в фотоэлектронный спектрометр ESCALAB Mk-II. Нагрев образцов осуществлялся пропусканием через них постоянного тока. Состав поверхности после химической обработки и вакуумных прогревов определялся по рентгеновским фотоэлектронным спектрам, возбуждавшимся линией AlK <sub>$\alpha$</sub>  с энергией 1486.6 эВ. Энергетическое разрешение спектрометра составляло 1 эВ. Для увеличения чувствительности к поверхностным слоям спектры измерялись при разном угловом положении детектора относительно нормали к поверхности.

После химической обработки мы наблюдали на поверхности InGaAsP кислород и углерод, количество которых достигало 0.5 монослоя. При прогревах кислород начинал десорбироваться с поверхности при  $T \approx 400^\circ\text{C}$  и полностью удалялся при  $T \approx 600^\circ\text{C}$ . Остаточное количество углерода составляло 0.1 монослоя. Заметим, что в отличие от GaAs на поверхности InGaAsP после химической обработки не происходило образования слоя элементарного мышьяка, играющего роль пассивиру-



**Рис. 11.** Рентгеновские фотоэлектронные спектры поверхности InGaP (100) после обработки в спиртовом растворе HCl (нижние кривые) и после вакуумного прогрева в течение 10 мин при 600°C (верхние кривые). Спектры измерены для двух углов вылета фотоэлектронов  $\alpha$ , град: *a* — 0, *b* — 75.

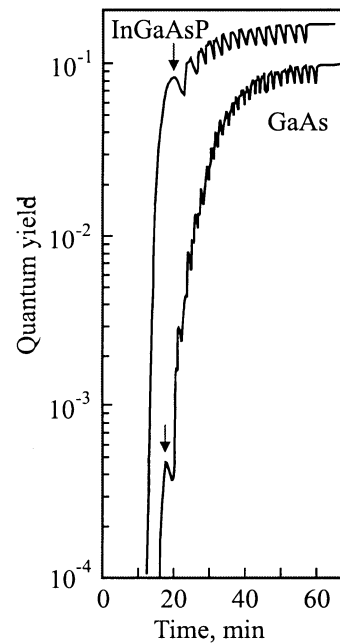
шего покрытия и позволяющего очистить поверхность GaAs от кислорода и углерода путем прогрева при 400°C.

Рассмотрим для примера изменение состава поверхности тройного твердого раствора InGaP. На рис. 11 приведены фотоэлектронные спектры уровней  $In_{4d}$  и  $Ga_{3d}$ , измеренные после химической обработки в HCl (нижние кривые рис. 11) и после вакуумного прогрева в течение 10 мин при 600°C (верхние кривые рис. 11). Спектры измерены для фотоэлектронов, эмиттированных по нормали к поверхности ( $\alpha = 0^\circ$ ) и под углом к ней ( $\alpha = 75^\circ$ ), что соответствует глубине выхода  $\sim 2.5$  и  $\sim 0.6$  нм соответственно. Из рисунка видно, что после химической обработки измерение в геометрии, чувствительной к объемным свойствам материала, показывает, что амплитуда пика  $Ga_{3d}$  меньше, чем пика  $In_{4d}$ . В геометрии, чувствительной к составу поверхностных слоев, ситуация обратная (больше галлиевый пик). После отжига амплитуда пика  $Ga_{3d}$  возрастает относительно пика  $In_{4d}$ . Эти данные показывают, что обработка в спиртовом растворе HCl обогащает поверхность галлием и обедняет индием, а отжиг усиливает эту тенденцию.

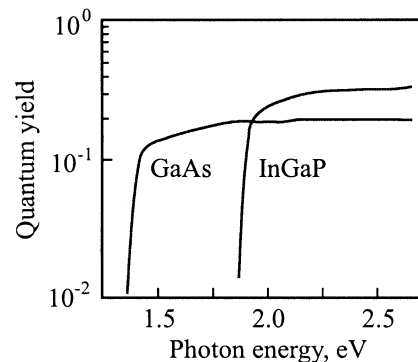
Активирование очищенной поверхности InGaAsP до состояния эффективного отрицательного электронного сродства проводилось в специальной камере, оборудованной источниками Cs и O, с базовым давлением  $5 \cdot 10^{-9}$  Па. Во избежание ухудшения фотоэмиссионных свойств InGaAsP, связанных с изменением состава поверхности, использовался длительный (1 ч) отжиг при

сравнительно низкой температуре (400°C) и кратковременный (1 мин) прогрев до 600°C. Такая процедура позволила воспроизводимо получать высокие значения квантового выхода как у GaAs-, так и у InGaAsP-фотокатодов.

Активирование образцов проводилось путем адсорбции цезия и кислорода, при этом цезий поступал непрерывно (его давление в камере не превышало  $7 \cdot 10^{-9}$  Па), а кислород — импульсно ( $P \lesssim 10^{-7}$  Па). Для измерения фотоэмиссионных спектров использовалась галогенная лампа и монохроматор. В экспериментах с большими фототоками источником света служил непрерывный аргоновый лазер с мощностью светового потока до 100 мВт в пятне диаметром 3 мм.



**Рис. 12.** Кривые активирования GaAs и InGaAsP до состояния отрицательного электронного сродства при коадсорбции цезия (непрерывный поток) и кислорода (импульсное дозирование).

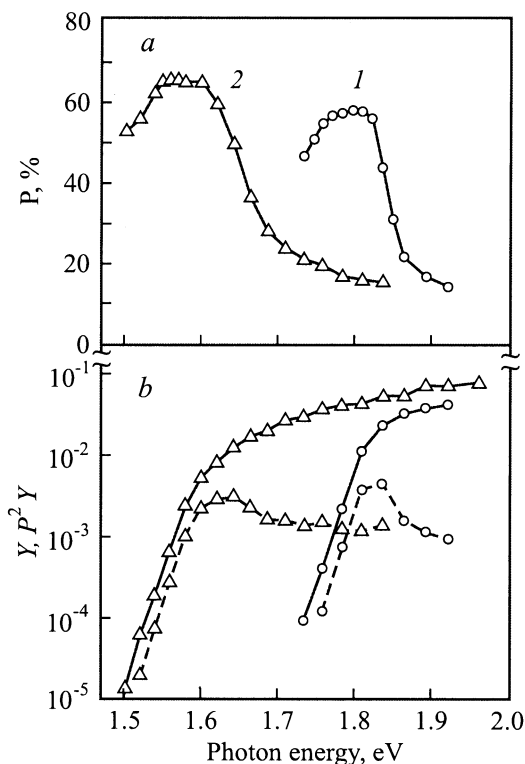


**Рис. 13.** Спектры фотоэмиссии активированных поверхностей GaAs и  $In_{0.49}Ga_{0.51}P$ . Пороговые значения фототока соответствуют ширине запрещенной зоны материала:  $E_g = 1.43$  эВ для GaAs и  $E_g = 1.92$  эВ для InGaP.

Для ненапряженных пленок InGaAsP толщиной  $\sim 1$  мкм были измерены значения квантового выхода 10–15% (для ориентации (111)) и 20–25% (для ориентации (100)). Типичные кривые активирования для поверхностей InGaAsP (111)A с  $E_g = 1.89$  эВ и GaAs приведены на рис. 12. Видно, что для InGaAsP первый максимум квантового выхода  $Y_1$  составляет около 0.5 от окончательного значения, тогда как для GaAs  $Y_1 \approx 0.005Y_{\max}$ . Это показывает, что в отличие от GaAs на поверхности широкозонного твердого раствора состояние ОЭС может быть получено за счет адсорбции только цезия, без кислорода. Спектральные зависимости квантового выхода GaAs и InGaP фотокатодов представлены на рис. 13.

## 6. Использование фотокатодов InGaAsP в источниках спин-поляризованных электронов

Спектры спиновой поляризации были измерены в Институте физики университета Гутенберга, Майнц (ФРГ) и в Институте ядерной физики и физики высоких энергий, Амстердам (Голландия). Фотокатоды приготавливались по вышеописанной технологии из псевдоморфных гетероструктур InGaAsP/GaAs. Для измерения спектров



**Рис. 14.** *a* — спектральные зависимости степени спиновой поляризации  $P$  фотоэлектронов эмиттированных с поверхности InGaP (1) и InGaAsP (2); *b* — спектральные зависимости квантового выхода  $Y$  (сплошные кривые) и эффективного параметра качества  $P^2Y$  (штриховые линии) для тех же образцов.

спиновой поляризации  $P(E)$  использовался поляриметр Мотта с энергией 40 кэВ [24]. Систематическая и случайная погрешности при измерениях  $P(E)$  не превышали 3 и 1% соответственно

Для псевдоморфных сильно напряженных пленок  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$  ( $x \approx 0.35$ ;  $y \approx 0.5$ ;  $\varepsilon \approx 1\%$ ) уже первые измерения показали, что максимальные значения  $P_{\max}$  лежат в диапазоне 0.58–0.66, как видно из рис. 14, *a*, т.е. заметно превышают теоретический предел для недеформированных фотокатодов. Для многих применений важно значение параметра качества  $P^2I$  [7] пучка спин-поляризованных электронов. Здесь  $I$  — ток пучка, пропорциональный квантовому выходу фотокатода и интенсивности лазерной накачки. В непрерывном режиме увеличение тока за счет увеличения интенсивности накачки часто ограничивается мощностью используемого лазера или нагревом фотокатода. Поэтому для характеристики источника удобно использовать эффективный параметр качества  $P^2Y$ . Величина  $P^2Y$  приведена на рис. 14, *b*. Из рисунка видно, что значения  $P^2Y$  достигают величины  $4.7 \cdot 10^{-3}$  и  $3.3 \cdot 10^{-3}$  для фотокатода с большей и меньшей шириной запрещенной зоны соответственно. Заметим, что по данному параметру полученные фотокатоды не уступают лучшим результатам, опубликованным в литературе [28,13].

Дальнейшая оптимизация толщины пленки, ширины запрещенной зоны и величины упругой деформации позволили создать фотокатоды InGaAsP с  $E_g = 1.67$ – $1.72$  эВ, которые в испытаниях на ускорителе в Институте ядерной физики (Амстердам) показали степень спиновой поляризации в диапазоне 65–80% [29]. Источником накачки служил перестраиваемый лазер  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}$ , генерирующий импульсы спин-поляризованных электронов длительностью 2 мкс с частотой повторения 1 Гц. В этих фотокатодах оценка показателя  $P^2Y$  дала величину порядка  $10^{-2}$  при токе фотоэмиссии до 150 мА. Время жизни фотокатода (т.е. время работы при  $I > 15$  мА и  $P \gtrsim 65\%$ ) составило 4–5 недель.

## 7. Заключение

Таким образом, разработана технология выращивания и изучены электронные свойства напряженных псевдоморфных гетероструктур InGaAsP/GaAs и InGaP/GaAs. На основе таких структур созданы фотоэмиссионные источники электронов со степенью спиновой поляризации до 80%. С учетом высокого значения квантового выхода фотоэмиссии широкозонных твердых растворов величина интегрального показателя качества  $P^2Y$  для источника спин-поляризованных электронов составила  $(3$ – $10) \cdot 10^{-3}$ . Принимая во внимание возможность подстраивать ширину запрещенной зоны под заданную длину волны лазера накачки и хорошую стабильность фотокатодов, можно сделать вывод, что гетероструктуры InGaAsP/GaAs перспективны для создания высокоэффективных источников спин-поляризованных электронов.



## Список литературы

- [1] G.H. Olsen, T.J. Zamerowski. *Progr. Cryst. Growth Charact.*, **2**, 309 (1979).
- [2] M.B. Panich. *Progr. Cryst. Growth Charact.*, **12**, 1 (1986).
- [3] M. Razeghi. *The MOCVD challenge* (Inst. Phys. Publ., Bristol, 1995) v. 2.
- [4] K. Nakajima. *GaInAsP Alloy Semicond.* ed. by T.P. Pearsall (J. Wiley & Sons, Ltd. London, 1982) p. 43.
- [5] R. Prepost, T. Maruyama. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, **45**, 41 (1995).
- [6] G. Lampel, C. Weisbuch. *Sol. St. Commun.*, **16**, 877 (1975).
- [7] D.T. Pierce, R.J. Celotta, G.G. Wang, W.N. Unertl, A. Galejs, C.E. Kuyatt, S.R. Mielczarek. *Rev. Sci. Instrum.*, **51**, 478 (1980).
- [8] T. Nakanishi, H. Aoyagi, H. Horinaka, Y. Kamiya, T. Kato, S. Nakamura, T. Saka, M. Tsubata. *Phys. Lett. A*, **158**, 345 (1991).
- [9] R. Alley, H. Aoyagi, J. Clendenin, J. Frisch, C. Garden, E. Hoyt, R. Kirbi, L. Klaisner, A. Kulikov, R. Miller, G. Mullhollan, C. Prescott, P. Saez, D. Schultz, H. Tang, J. Turner, K. Witte, M. Woods, A.D. Yerebin, M. Zolotarev. *Nucl. Instr. and Meth. A*, **365**, (1995).
- [10] Yu.A. Mamaev, A.V. Subashiev, Yu.P. Yashin, H.-J. Drouhin, G. Lampel. *Sol. St. Commun.*, **114**, 401 (2000).
- [11] G.A. Antypas, R.L. Moon. *J. Electrochem. Soc.*, **120**, 1574 (1973).
- [12] T. Omori, Y. Kurihara, T. Nakanishi, H. Aoyagi, T. Baba, T. Furuya, K. Itoga, M. Mizuta, S. Nakamura, Y. Takeuchi, M. Tsubata, M. Yoshioka. *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 3294 (1991).
- [13] Y. Kurihara, T. Omori, Y. Takeuchi, M. Yoshioka, T. Nakanishi, S. Okumi, M. Tawada, K. Togawa, M. Tsubata, T. Baba, M. Mizuta, R. Alley, H. Aoyagi, J. Clendenin, J. Frisch, G. Mulhollan, P. Sáez, D. Schultz, H. Tang, K. Witte. *KEK Preprint 94-59*; SLAC-PUB-6530 (1994).
- [14] A. Gomio, T. Suzuki, S. Iijima. *Phys. Rev. Lett.*, **60**, 2645 (1988).
- [15] S.H. Lee, G.B. Stringfellow. *J. Appl. Phys.* **83**, 3620 (1998).
- [16] Yu.A. Mamaev, Yu.A. Yashin, A.V. Subashiev, M.S. Galaktionov, B.S. Yavich, O.V. Kovalenkov, D.A. Vinokurov, N.N. Faleev. *Phys. Low-Dim. Structur.*, **27**, 7 (1994).
- [17] T. Maruyama, E.L. Garwin, R. Prepost, G.H. Zapalac, J.C. Smith, J.D. Walker. *Phys. Rev. Lett.*, **66**, 2376 (1991).
- [18] В.Л. Альперович, Ю.Б. Болховитянов, А.Г. Паулиш, А.С. Терехов. *Письма ЖТФ*, **18** (22), 67 (1992).
- [19] V.L. Alperovich, Yu.B. Bolkhovityanov, A.G. Paulish, A.S. Terekhov. *Nucl. Instr. and Meth. Phys. Res. A*, **340**, 429 (1994).
- [20] Yu.B. Bolkhovityanov, V.L. Alperovich, A.S. Jaroshevich, N.V. Nomerotsky, A.G. Paulish, A.S. Terekhov, E.M. Trukhanov. *J. Cryst. Growth*, **146**, 310 (1995).
- [21] Yu.B. Bolkhovityanov, A.M. Gilinsky, N.V. Nomerotsky, E.M. Trukhanov, A.S. Jaroshevich. *J. Cryst. Growth*, **149**, 17 (1995).
- [22] V.L. Alperovich, Yu.B. Bolkhovityanov, A.S. Jaroshevich, A.V. Katkov, M.A. Revenko, H.E. Scheibler, A.S. Terekhov. *J. Appl. Phys.*, **82**, 1214 (1997).
- [23] V.L. Alperovich, Yu.B. Bolkhovityanov, S.I. Chikichev, A.S. Jaroshevich, A.G. Paulish, A.S. Terekhov. *InP and Related Compounds: Materials, Appl. and Devices*, ed. by M.O. Manasreh, Gordon Breach (Singapore, 2000) v. 9. p. 651.
- [24] P. Drescher, S. Pluetzer, E. Reichert, M. Schemies, V.L. Alperovich, Yu.B. Bolkhovityanov, A.S. Jaroshevich, A.G. Paulish, H.E. Scheibler, A.S. Terekhov. *Nucl. Instr. and Meth. Phys. Res. A*, **381**, 169 (1996).
- [25] Yu.B. Bolkhovityanov, R.I. Bolkhovityanova, S.I. Chikichev. *J. Electron. Mater.*, **12**, 525 (1983).
- [26] J.W. Matthews, A.E. Blakeslee. *J. Cryst. Growth*, **27**, 118 (1974).
- [27] Yu.B. Bolkhovityanov, F.S. Jaroshevich, M.A. Revenko, H.E. Scheibler, A.S. Terekhov. *Semicond. Sci. Technol.*, **11**, 1847 (1996).
- [28] T. Saka, T. Kato, T. Nakanishi, M. Tsubata, K. Kishino, H. Horinaka, Y. Kamiya, S. Okumi, C. Takanashi, Y. Tanimoto, M. Tawada, K. Tagawa, H. Aoyagi, S. Nakamura. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **32**, L1837 (1993).
- [29] Yu.B. Bolkhovityanov, A.M. Gilinsky, C.W. de<sup>o</sup>Jager, E.S. Konstantinov, S.G. Konstantinov, B.L. Militsyn, N.H. Papadakis, S.G. Popov, M.J.J. van den Putte, S.V. Shevelev, A.S. Terekhov. *Proc. 12th Int. Symp. on High-Energy Spin Phys.* (Amsterdam, The Netherlands, 1997) p. 700.

Редактор Н.М. Колчанова

### Epitaxial growth, electronic properties and photocathode applications of strained pseudomorphic InGaAsP/GaAs heterostructures

V.L. Alperovich, Yu.B. Bolkhovityanov, S.I. Chikichev, A.G. Paulish, A.S. Terekhov, A.S. Jaroshevich

Institute of Semiconductor Physics,  
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,  
630090 Novosibirsk, Russia

**Abstract** Results of experimental and theoretical studies are presented aimed at the development of high-efficiency spin-polarized electron sources using pseudomorphic InGaAsP/GaAs heterostructures grown by liquid phase epitaxy. The quaternary InGaAsP epilayers have been grown [0.1–0.2 micrometer thick] with a band-gap within the range of 1.4–1.9 eV with elastic strains up to 1%. The splitting of the degenerate valence band as high as 40–60 meV was obtained, leading to the degree of spin polarization ( $P$ ) up to 80%, together with sufficiently high quantum yield of photoemission after activating up to the state of the negative electron affinity by co-adsorption of cesium and oxygen. The values of the effective figure of merit are among the best results published in the literature.