

УДК 621

PACS: 78.67.-n, 78.67.Pt

Современное состояние разработок и исследований сверхрешеток II типа для приборов ИК-фотоэлектроники (обзор)

В. С. Ковшов, А. В. Никонов, Д. А. Пашкеев, Е. А. Лопатина

Рассмотрены основные свойства композиционных сверхрешеток II типа (T2SL). Приведено описание различных типов гетеропереходов, энергетических условий их реализации, а также представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований оптических и электрических свойств T2SL на основе InAs/GaSb, InAs/GaInSb и InAs/InAsSb. По результатам качественного анализа и оценки характеристик сверхрешеток II типа относительно классических полупроводниковых соединений, используемых в ИК-фотоэлектронике (HgCdTe, InSb и QWIP-структур), выявлены и описаны преимущества и недостатки T2SL. Проведено сравнение сверхрешеток II типа на основе InAs/GaSb, InAs/GaInSb и InAs/InAsSb, по результатам которого показаны перспективы применения T2SL в технологии изготовления современных и перспективных фотоприемников и фотоприемных устройств ИК-диапазона.

Ключевые слова: сверхрешетки II типа, сверхрешетки InAs/GaSb, сверхрешетки InAs/GaInSb, сверхрешетки InAs/InAsSb, ИК ФПУ, ИК фотодетектор.

DOI: 10.51368/2307-4469-2021-9-2-97-111

Введение

Одним из ключевых факторов повышения характеристик инфракрасных фотоприемных устройств является разработка высококачественной полупроводниковой структуры. В настоящее время наиболее распространенными полупроводниковыми материалами для инфракрасных фотоприемных устройств (ИК ФПУ) являются твердые растворы кадмий-ртуть-теллур

(HgCdTe или КРТ), антимонид индия (InSb) и структуры на основе квантовых ям (QWIP-структуры, сверхрешетки II типа) [1–8].

В настоящее время КРТ является одним из самых широко используемых полупроводниковых материалов для создания приборов ИК-фотоэлектроники, поскольку обладает следующими преимуществами:

– КРТ является прямозонным полупроводниковым соединением;

Ковшов Владимир Сергеевич^{1,2}, инженер, аспирант.

Никонов Антон Викторович², зам. зав. кафедрой, к.ф.-м.н.

Пашкеев Дмитрий Александрович^{1,3}, гл. спец. НИЦ, доцент, к.ф.-м.н.

Лопатина Екатерина Алексеевна⁴, с.н.с.

¹ АО «НПО «Орион».

Россия, 111538, Москва, ул. Косинская, 9.

E-mail: orion@orion-ir.ru

² Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет).

Россия, 141701, Московская обл.,

г. Долгопрудный, Институтский пер. 9.

³ МИРЭА – Российский технологический университет.

Россия, 119454, Москва, просп. Вернадского, 78.

⁴ ФГБУ «ГНМЦ» Минобороны России.

Россия, 141006, Московская обл., г. Мытищи, ул. Комарова, 13.

Статья поступила в редакцию 01 февраля 2021 г.

© Ковшов В. С., Никонов А. В., Пашкеев Д. А., Лопатина Е. А., 2021

– ширина запрещенной зоны КРТ варьируется в широких пределах, охватывая весь диапазон ИК спектра, что делает его наиболее адаптированным материалом для создания мультиспектральных фотодетекторов [9];

– КРТ имеет высокий коэффициент поглощения [10], а его квантовая эффективность может превышать 90 % [5, 10, 11];

– слабая зависимость постоянной решетки КРТ от состава [12] позволяет выращивать высококачественные многослойные структуры.

Однако данный материал обладает рядом существенных недостатков, связанных, прежде всего, с технологическими проблемами качественного роста, включающие неоднородность свойств по площади, низкий процент выхода годных структур, особенно в длинноволновом ИК-диапазоне [2, 4], а также высокую стоимость подложек кадмий-цинк-теллур (CdZnTe или КЦТ) [2, 7, 13]. Тем не менее, КРТ остается лидирующим материалом в разработке ИК ФПУ с высокими рабочими характеристиками.

Антимонид индия обладает шириной запрещенной зоны, соответствующей при низких температурах средневолновому ИК-диапазону (3–5 мкм), а также высокой подвижностью, что делает его важным и перспективным материалом в разработке приборов ИК-фотоэлектроники. Матричные фотоприемные устройства (МФПУ) на основе InSb отличаются более высокой однородностью свойств по площади и большим количеством работоспособных элементов по сравнению с аналогичными устройствами на основе КРТ. Однако данный материал позволяет создавать ИК ФПУ с ограниченным спектральным диапазоном чувствительности, что накладывает ограничения на масштабируемость его применения.

QWIP-структуры на основе гетеропары GaAs/AlGaAs обладают рядом преимуществ по сравнению с КРТ структурами: использование отработанной технологии

роста и обработки GaAs, высокая однородность и хорошо контролируемый рост эпитаксиальных гетероструктур на подложке GaAs с площадью более 6 дюймов, высокий процент выхода годных структур, и, как следствие, более низкая себестоимость. Основным недостатком использования структур с множественными квантовыми ямами является низкая квантовая эффективность, связанная с запретом межподзонных переходов для нормально падающего излучения [1, 7, 8, 10, 12, 14–17].

В течение многих лет предпринималось множество попыток поиска и создания альтернативных полупроводниковых структур, способных конкурировать с КРТ. Одной из подобных структур является полупроводниковые сверхрешетки II типа (Type-II superlattice – T2SL), состоящие из тонких чередующихся слоев двух полупроводников с разной шириной запрещенной зоны, которые образуют множество связанных друг с другом квантовых ям.

В данной обзорной статье будут подробно рассмотрены основные характеристики сверхрешеток II типа и проанализированы последние достижения в области разработки ИК ФПУ на их основе.

Характеристики сверхрешеток II типа

Одной из современных тенденций в развитии ИК-техники является разработка фотодетекторов на основе полупроводниковых композиционных сверхрешеток II типа. Сверхрешетками принято называть твердотельные структуры, в которых, помимо периодического потенциала кристаллической решетки, имеется дополнительный периодический потенциал, период которого существенно превышает постоянную решетки [18–20]. Интерес к подобным гетероструктурным системам возник еще в 70-х годах прошлого столетия с возникновением идеи их создания путем варьирования состава твердых растворов, составляющих периодическую структуру или путем изменения легирования [20, 21]. Полупроводниковые сверх-

решетки II типа изготавливают на основе материалов группы $A^{III}B^V$, которые в отличие от материалов группы $A^{II}B^{VI}$ обладают большей механической прочностью и стабильностью, что обеспечивает более высокую технологичность и устойчивость к образованию дефектов. Эффективная ширина запрещенной зоны T2SL может варьироваться в широких пределах за счет изменения периода сверхрешетки, сохраняя при этом величину постоянной решетки, что позволяет добиваться высококачественной кристаллической согласованности, и, следовательно, уменьшить плотность дефектов в структуре. Кроме того, фотодетекторы на основе T2SL обладают более высокой обнаружительной способностью при повышенных рабочих температурах по сравнению с ИК ФПУ на основе InSb и QWIP-детекторами. Следовательно, T2SL могут быть использованы в разработке высокотемпературных ИК МФПУ с повышенными характеристиками (High Operating Temperature Focal Plane Array – HOT FPA).

Характерной особенностью композиционных сверхрешеток, отличающих их друг от друга, является взаимное расположение краев энергетических зон исходных полупроводников на границе гетероперехода. Различают гетеропереходы I типа, II типа (ступенчатый) и II типа (смещенный), схематические диаграммы которых показаны на рис. 1. Тип гетероперехода определяется природой полупроводниковых материалов, приведенных в контакт. Самый распространенный гетеропереход I типа реализуется при условии $E_{C1} > E_{C2}$ и $E_{V1} < E_{V2}$. При условии $E_{C1} > E_{C2}$ и $E_{V1} > E_{V2}$ дно зоны проводимости одного полупроводника располагается близко к потолку валентной зоны другого полупроводника, при этом их запрещенные зоны частично перекрываются. В области, близкой к контакту, образуется «ступенчатый» гетеропереход II типа. При условии $E_{C1} > E_{V1} > E_{C2} > E_{V2}$ дно зоны проводимости одного из материалов лежит ниже потолка валентной зоны другого, образуя «смещенный» гетеропереход II типа.

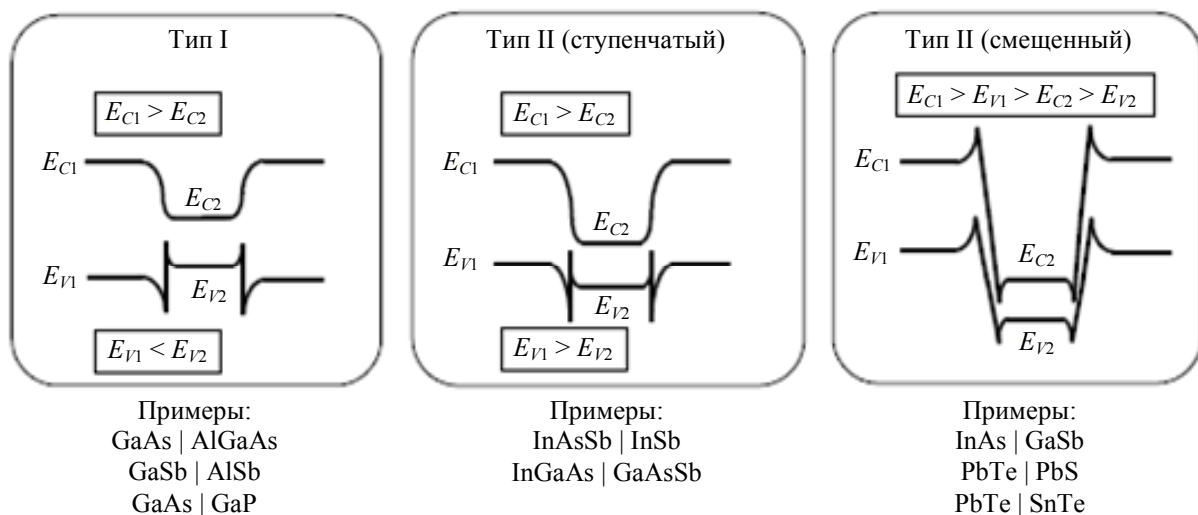


Рис. 1. Схематические диаграммы различных типов гетеропереходов. На схемах указаны условия реализации данных типов гетеропереходов. E_{C1} и E_{V1} – края зоны проводимости и валентной зоны первого полупроводника соответственно, E_{C2} и E_{V2} – края зоны проводимости и валентной зоны второго полупроводника соответственно [1].

Для практической реализации фоточувствительных гетероструктур кристаллические решетки используемых полупроводниковых материалов должны иметь высокую степень согласованности. В про-

тивном случае на гетерогранице могут возникнуть дислокации несоответствия, увеличивая скорость рекомбинации неравновесных носителей заряда. В технологии полупроводниковых приборов выделяют

группу соединений $A^{III}B^V$ с постоянной решеткой близкой к $6,1 \text{ \AA}$, как показано на рис. 2. Она включает в себя такие материалы, как InAs ($a = 6,0584 \text{ \AA}$), GaSb ($a = 6,0959 \text{ \AA}$) и AlSb ($a = 6,1355 \text{ \AA}$) [1, 10, 22, 23]. В данной системе возможна реализация трех типов гетероперехода: тип I формируется между AlSb и GaSb, тип II (ступенчатый) – между InAs и AlSb, а тип II (смещенный) – между InAs и GaSb. Рассматриваемые соединения также хорошо согласованы с подложками GaSb, что позволяет выращивать структуры с низкой плотностью дислокаций и дефектов. Технология изготовления подложек GaSb достигла больших успехов. В 2015 году британской компанией IQE была изготовлена высококачественная пластина GaSb диаметром 7 дюймов со средней плотностью

дислокаций 3200 см^{-2} [24]. Доступность таких подложек позволяет создавать крупноформатные ИК МФПУ с высокой однородностью свойств по площади.

Существуют пары полупроводниковых соединений с заметным рассогласованием периодов решетки, которые являются весьма перспективными для создания качественных фоточувствительных структур. Согласование обеспечивается за счет возникающих в слоях внутренних напряжений. К подобным структурам с напряженными слоями (CHC) относят гетеропары InAs/InSb, InAs/GaInSb, InSb/InAsSb и др. Однако стабильное состояние CHC ограничено критической толщиной слоев, начиная с которой становится энергетически более выгодным образование дислокаций несоответствия, что ведет к ухудшению качества структуры.

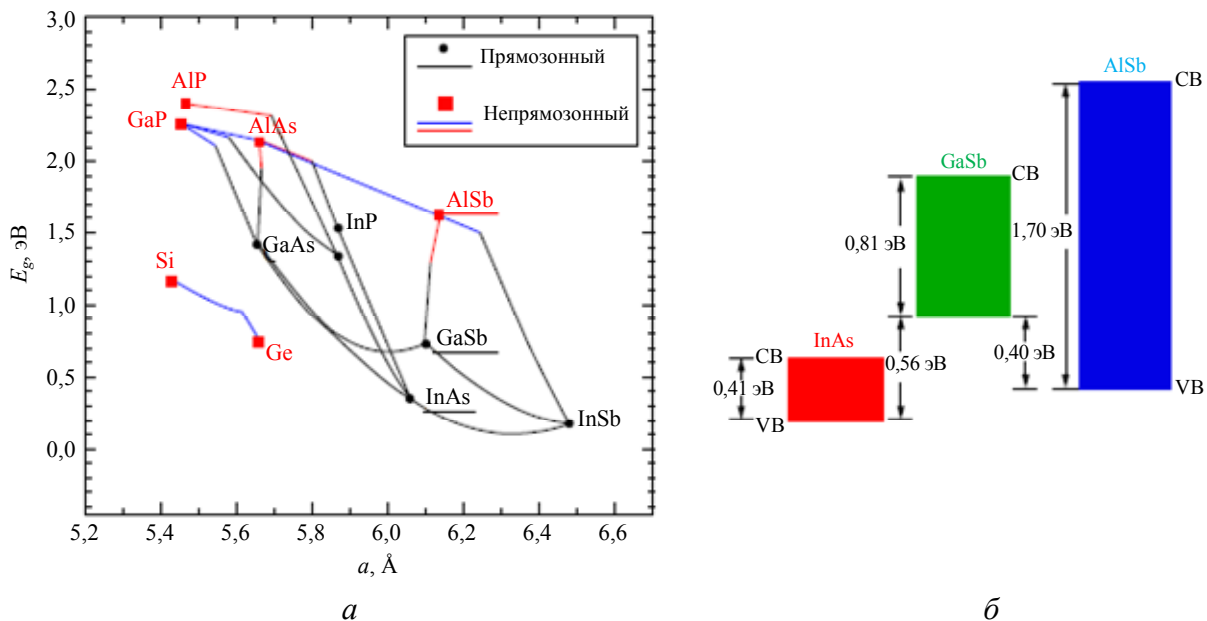


Рис. 2. Зависимость ширины запрещенной зоны от постоянной решетки некоторых полупроводников при $T = 0 \text{ K}$ (а). Схематическое расположение энергетических зон материальной системы с постоянной решеткой близкой к $6,1 \text{ \AA}$ при $T = 0 \text{ K}$ (б). Закрашенные области обозначают запрещенные зоны полупроводников [23]. CB – дно зоны проводимости; VB – потолок валентной зоны.

Характерное для сверхрешеток расположение краев энергетических зон создает дополнительный периодический потенциал, определяющий характер энергетического спектра электронов и дырок. На рис. 3 показаны схематические зонные диаграммы ступенчатой и смещенной сверхрешеток II типа. В отличие от QWIP-структур, в

сверхрешетках II типа волновые функции электронов и дырок проникают сквозь тонкий потенциальный барьер в соседнюю яму, вследствие чего происходит перекрытие волновых функций. В результате этого перекрытия в каждой яме энергетические уровни расщепляются в систему близко расположенных уровней, количество кото-

рых определяется числом квантовых ям в структуре, и формируют квазинепрерывные минизоны (рис. 3), ширина которых зависит от периода сверхрешетки.

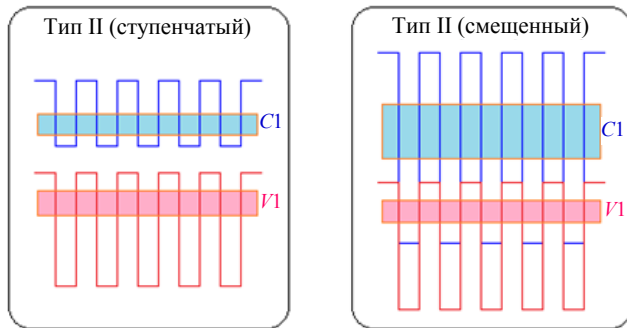


Рис. 3. Схематические зонные диаграммы ступенчатой и смещенной сверхрешеток II типа. $C1$ – первая минизона электронов, $V1$ – первая минизона тяжелых дырок.

Эффективная ширина запрещенной зоны сверхрешетки определяется как энергетическая разность между потолком первой минизоны тяжелых дырок ($V1$) и дном первой минизоны электронов ($C1$), а ее величина может быть меньше ширины запрещенной зоны каждого компонента сверхрешетки (рис. 3). Кроме того, она зависит от толщины слоев структуры, что было продемонстрировано в ряде теоретических и экспериментальных работ [25–28]. Данная особенность играет важную роль в разработке детекторов средневолнового (Middle Wave Infrared – MWIR) и длинноволнового (Long Wave Infrared – LWIR) диапазонов на основе сверхрешеток II типа [1, 29], поскольку она позволяет варьировать эффективную ширину запрещенной зоны в широких пределах при фиксированной величине постоянной решетки.

Энергетическая структура сверхрешеток II типа отличается от структуры объемных полупроводников. Дополнительный энергетический потенциал приводит к расщеплению валентных уровней тяжелых ($hh1$) и легких дырок ($lh1$), энергетическое расстояние между которыми зависит от ширины, глубины ям и от их расстояния до других ям, (рис. 4). В СНС на его величину также оказывают значительное влияние внутренние напряжения в слоях.

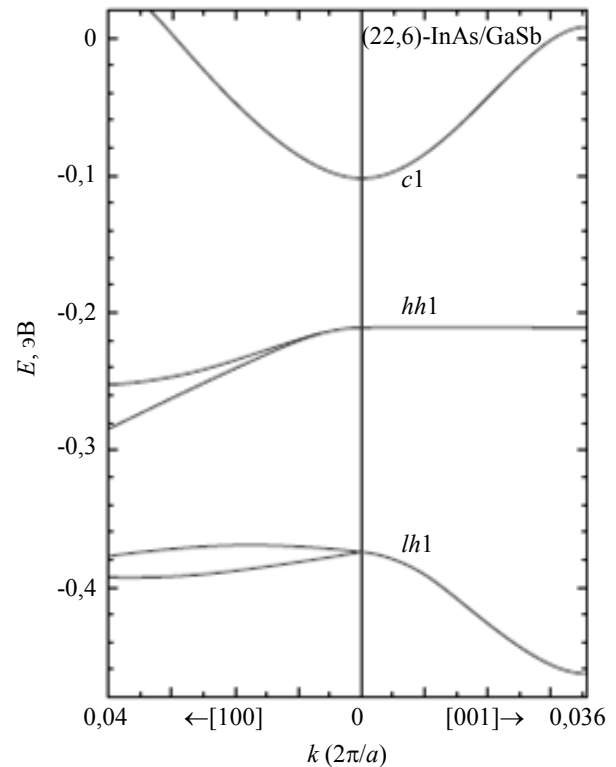


Рис. 4. Рассчитанная зонная структура сверхрешетки II типа на основе InAs/GaSb [22].

Наличие данного разделения в сверхрешетках II типа способствует подавлению процессов Оже-7 рекомбинации [30–34], уменьшая темновой ток фотодетектора.

Характерной особенностью сверхрешеток II типа также является пространственное разделение электронов и дырок, локализованных в квантовых ямах [18, 19, 35]. Электроны сосредоточены в одном полупроводнике, а дырки – в другом. Таким образом перекрытие волновых функций электронов и дырок происходит преимущественно в приконтактных областях, а вне этих областей это перекрытие близко к нулю. Следовательно, коэффициент оптического поглощения структуры оказывается низким. Для увеличения поглощения структуру изготавливают из тонких слоев или, например, вводят дополнительную рассогласованность решетки, создавая в слоях внутренние напряжения [36, 37]. Низкий коэффициент поглощения является одной из основных проблем сверхрешеток LWIR диапазона [22], так как их изготавливают из более толстых слоев. Однако, несмотря на данный недостаток, пространственное разделение носителей также спо-

способствует уменьшению скорости Оже-рекомбинации, и как следствие увеличению времени жизни неосновных носителей [22].

В смещенных сверхрешетках II типа электроны способны туннелировать из зоны проводимости одного слоя в валентную зону другого слоя в связи с особенностью расположения краев энергетических зон полупроводниковых материалов. Это явление именуется эффектом Зенера [15], однако, в отличие от классического его варианта, проявляющегося в сильно легированных p - n -переходах, туннельный эффект в смещенной сверхрешетке II типа не требует легирования, что приводит к увеличению мобильности носителей заряда.

Зонная структура, показанная на рис. 4, позволяет получить информацию о транспортных свойствах носителей заряда. Край минизоны проводимости $c1$ обладает сильной дисперсией как вдоль направления роста [001], так и в латеральном направлении [100]. Тогда как в валентной минизоне тяжелых дырок $hh1$ проявляется анизотропия и крайне слабая дисперсия в направлении роста [001]. Расчет значений эффективной массы носителей в направлениях [100] и [001] в сверхрешетке, зонная структура которой изображена на рис. 4, показал [22] следующие результаты: $m_{c1}^{[100]} * = 0,023m_0$, $m_{c1}^{[001]} * = 0,022m_0$, $m_{hh1}^{[100]} * = 0,04m_0$ и $m_{hh1}^{[001]} * = 1055m_0$, где m_0 – масса свободного носителя заряда. Большая величина эффективной массы тяжелых дырок в направлении роста свидетельствует об их низкой подвижности и малой диффузионной длине в этом направлении. В латеральном направлении, напротив, наблюдается высокая скорость диффузии, что может негативно сказаться на качестве фотодетектора. Например, в матрицах, изготовленных по меза-технологии, в случае плохой пассивации могут возникнуть большие токи утечки из-за высокой скорости поверхностной рекомбинации на стенках фоточувствительного элемента. В матрицах, изготовленных по планарной технологии, неосновные носители могут диффундировать в соседние

пиксели, искажая тем самым выходное изображение. Однако, эффективная масса электронов сверхрешетки II типа не зависит напрямую от ширины запрещенной зоны, как в объемных полупроводниках. Например, эффективная масса электрона в КРТ варьируется в диапазоне от $0,03m_0$ (SWIR) до $0,005m_0$ (LWIR) [1]. Следовательно, в LWIR диапазоне в детекторах на основе КРТ возникают туннельные токи утечки, в то время как в сверхрешетках II типа электрон обладает большей эффективной массой, а значит имеет меньшую вероятность туннелирования.

Одним из важных преимуществ сверхрешеток II типа является высокая степень пространственной однородности в структуре по сравнению с объемными материалами [38, 39]. Энергетические и электронные свойства T2SL определяются преимущественно толщиной слоев, а не составом, как в случае КРТ. Пространственная однородность достигается за счет крайне слабого влияния на нее флуктуаций состава.

Среди всех сверхрешеток II типа особое внимание выделяют структурам на основе таких гетеропар, как InAs/GaSb, InAs/GaInSb и InAs/InAsSb. Именно об этих сверхрешетках далее и пойдет речь. Данная обзорная статья не рассматривает более сложные политипные сверхрешетки, включающие W-, M- и N-структуры, информацию о которых читатель может найти здесь [1, 23, 40–43].

Сверхрешетки II типа на основе InAs/GaSb

Идея сверхрешеток II типа на основе бинарных полупроводников InAs и GaSb была впервые предложена в 70-х годах прошлого столетия [44]. Система InAs/GaSb образует смещенный гетеропереход II типа, поскольку, согласно данным по электронному сродству и ширине запрещенной зоны этих материалов [45], дно зоны проводимости InAs расположено на $0,14$ эВ ниже потолка валентной зоны GaSb.

Постоянные решетки InAs и GaSb практически одинаковы ($\Delta a/a \sim 0,6\%$) и

влияние напряжений, возникающих на границах раздела между слоями в сверхрешетке, крайне мало, что позволяет выращивать качественные эпитаксиальные гетероструктуры с низкой плотностью дефектов [45].

В рамках теоретических и экспериментальных работ [25–27] были исследованы зависимости эффективной ширины запрещенной зоны InAs/GaSb T2SL от толщины ее слоев (рис. 5). Изменение толщины слоев сверхрешетки влияет на характер поведения краев энергетических минизон. Результаты расчетов энергетических зависимостей InAs/GaSb T2SL показывают, что край минизоны проводимости более чувствителен к изменению толщины слоев сверхрешетки, чем край валентной минизоны. Толщина GaSb оказывает слабое

влияние на изменение края валентной минизоны из-за большой величины эффективной массы дырок, сосредоточенных в квантовых ямах GaSb. Однако толщина GaSb влияет на ширину минизоны проводимости. При ее уменьшении минизона проводимости становится шире, а ее край смещается ближе к потолку валентной минизоны, уменьшая ширину запрещенной зоны сверхрешетки. Кроме того, увеличение толщины слоя InAs смещает край минизоны проводимости ближе к валентной минизоне. При достаточно толстых слоях он опускается ниже потолка валентной зоны GaSb, и сверхрешетка начинает проявлять полуметаллические свойства. Эффективная ширина запрещенной зоны данной структуры варьируется в широком диапазоне от 0 до 400 мэВ.

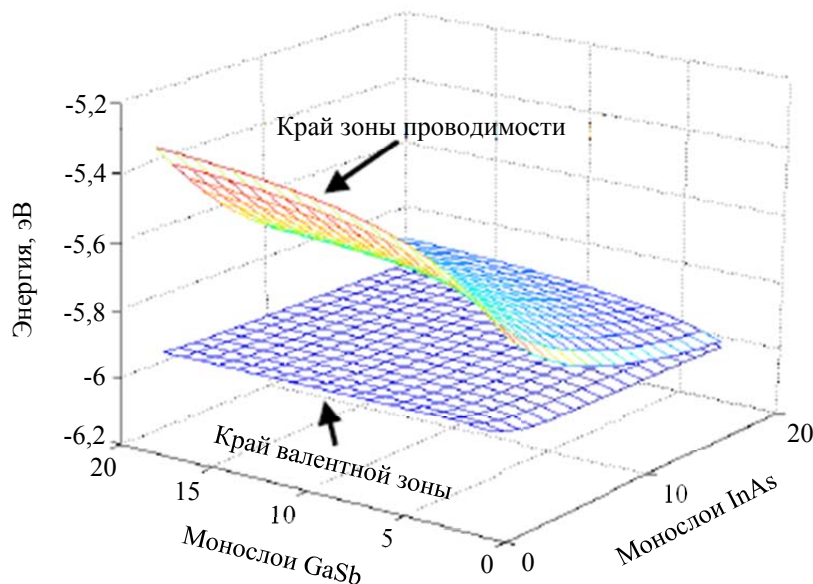
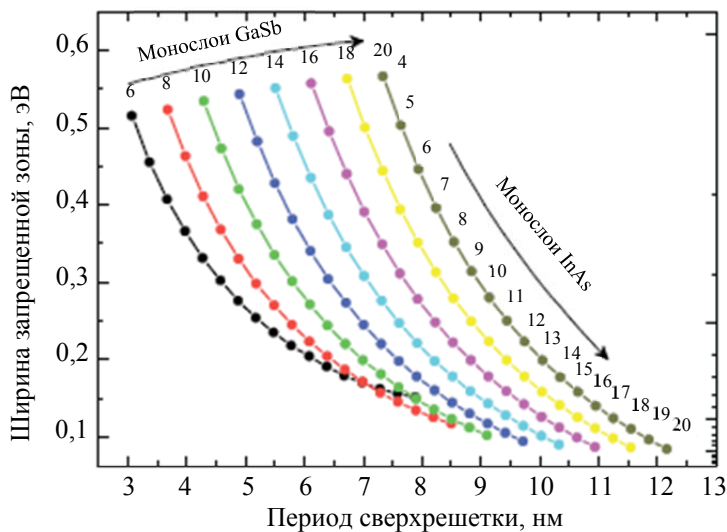


Рис. 5. Зависимость энергетических параметров сверхрешетки II типа на основе InAs/GaSb от толщины составляющих ее слоев.

В работах [46–48] приведены теоретические и экспериментальные результаты исследований спектра поглощения для InAs/GaSb T2SL (рис. 6). Анализ спектров показал, что коэффициент поглощения сверхрешетки II типа на основе InAs/GaSb значительно ниже коэффициента поглощения КРТ с той же шириной запрещен-

ной зоны, что является существенным недостатком данной сверхрешетки. Причиной такого низкого поглощения является пространственное разделение электронов и дырок, в результате которого размер перекрытия волновых функций электронов и дырок мал по сравнению с общей толщиной периода сверхрешетки.

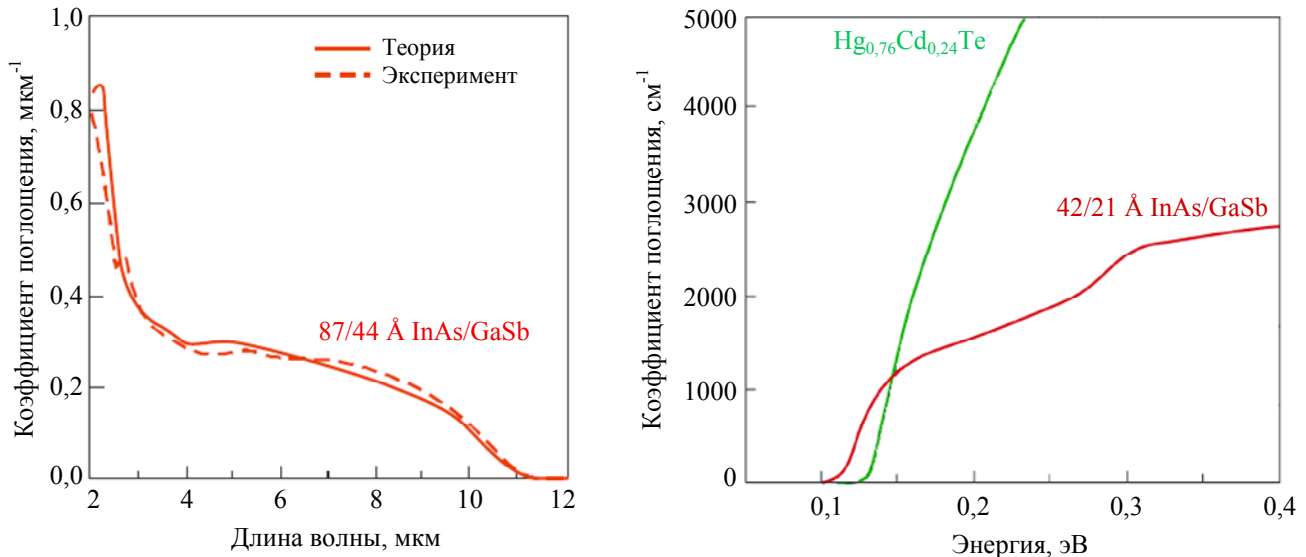


Рис. 6. Спектры поглощения сверхрешетки II типа на основе InAs/GaSb. Слева – сравнение теоретической модели с экспериментальными данными [47]. Справа – сравнение со спектром поглощения $\text{Hg}_{0,76}\text{Cd}_{0,24}\text{Te}$ [48].

В связи с пространственно непрямыми оптическими переходами и энергетическим разделением минизон легких и тяжелых дырок, в InAs/GaSb T2SL наблюдается подавление процессов Оже-рекомбинации. Теоретический анализ процессов Оже-рекомбинации в сверхрешетках II типа на основе InAs/GaSb показал, что скорость этих процессов на несколько порядков ниже, чем в КРТ с той же шириной запрещенной зоны [30].

В настоящее время сверхрешетки II типа на основе InAs/GaSb применяются в $p-i-n$ фотодетекторах и ФПУ на основе барьерных структур ($n\text{Bn}$, XBn и пр.) MWIR [49–53], LWIR [54–59] и VLWIR [60, 61] диапазонов. Кроме того, в работах [62, 63] были представлены разработки крупноформатных ИК МФПУ на основе InAs/GaSb T2SL.

Сверхрешетки II типа на основе InAs/GaInSb

В 1987 году в работе [36] была предложена структура сверхрешетки II типа на основе InAs/ $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{Sb}$ в качестве решения проблемы, связанной с низким поглощением в InAs/GaSb T2SL. Контакт полупроводниковых материалов InAs и $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{Sb}$ образует смещенный гетеропереход II типа для любого состава x . Увеличение мольной доли InSb повышает степень рассогласованности структуры (при $x = 0,3$, рассогласованность равна 2,6 %). Исследования рассматриваемой сверхрешетки показали, что напряжения на границе контакта InAs/GaInSb, возникающие за счет рассогласованности их постоянных решеток, влияют на зонную структуру обоих материалов [36, 64, 65]. Напряжение сжатия в

слое GaInSb и напряжение растяжения в слое InAs меняют положения краев зоны проводимости и расщепляют валентную зону на подзоны тяжелых и легких дырок, что приводит к уменьшению эффективной ширины запрещенной зоны сверхрешетки. Пространственное разделение носителей, как и в случае с InAs/GaSb T2SL, снижает оптическое поглощение. Однако, введение In позволяет выращивать узкозонные сверхрешетки с более тонкими слоями, увеличивая тем самым перекрытие волновых функций электронов и дырок и, как следствие, увеличивая коэффициент поглощения [66]. На рис. 7 показаны расчетные спектры поглощения трех сверхрешеток на основе InAs/Ga_{1-x}In_xSb разного состава с одинаковой шириной запрещенной зоны.

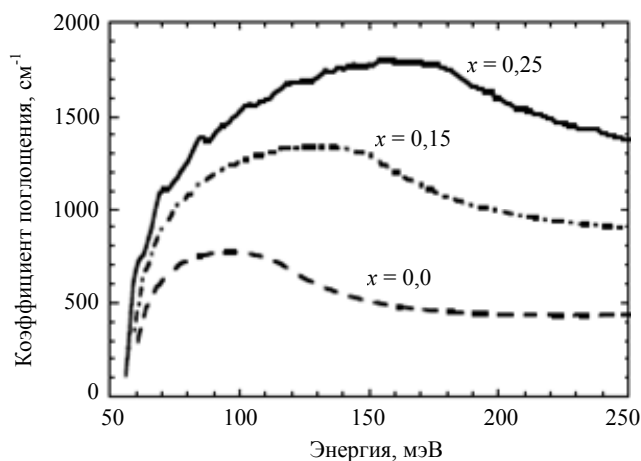


Рис. 7. Рассчитанные спектры поглощения для сверхрешеток на основе InAs(81,3 Å)/GaSb(26,6 Å), InAs(61,6 Å)/Ga_{0,85}In_{0,15}Sb(22,8 Å) и InAs(52,7 Å)/Ga_{0,75}In_{0,25}Sb(20,4 Å) [66].

Из рис. 7 можно сделать вывод, что с ростом состава увеличивается поглощение, однако изменение состава увеличивает степень рассогласованности постоянных решеток InAs и GaInSb, что может привести к появлению дефектов в структуре.

Применение тройного соединения требует более тщательного контроля в процессе роста многослойной структуры, поскольку флуктуации состава могут привести к пространственной неоднородности характеристик, а также к сдвигу длины волны поглощения.

В работах [30, 34] были проведены теоретические и экспериментальные исследования процессов Оже-рекомбинации в сверхрешетках на основе InAs/GaInSb. Результаты показали, что скорость Оже-рекомбинации в сверхрешетке на несколько порядков ниже по сравнению с объемным материалом с теми же энергетическими характеристиками.

Однако, не смотря на более высокое поглощение по сравнению с InAs/GaSb T2SL, технология разработки фотодетекторов на основе рассматриваемой сверхрешетки, работающих при повышенных температурах в MWIR, LWIR и VLWIR диапазонах [67–72], развивается менее активно. Это объясняется прежде всего высокой чувствительностью ширины запрещенной зоны T2SL к флуктуациям толщины составляющих слоев [73, 74], а также с ограничениями, связанными с критической толщиной напряженных материалов [73]. Таким образом, разработка InAs/GaInSb T2SL столкнулась с технологическими трудностями роста структуры, обработки и подготовки подложки [65].

Сверхрешетки II типа на основе InAs/InAsSb

Полупроводниковые материалы InAs и InAs_{1-x}Sb_x при определенных условиях могут создавать гетеропереход как I, так и II типа [75]. Проявление свойств гетероперехода II типа во многом связано с влиянием возникающих на границе перехода напряжений на смещение краев энергетических зон. Возникновение того или иного вида напряжения зависит от выбора материала подложки. Например, в системе InAs/InAs_{0,5}Sb_{0,5}, выращенной на подложке GaSb, тройной раствор InAs_{0,5}Sb_{0,5} испытывает достаточно сильное напряжение сжатия (рассогласованность с подложкой ~ 2,86 %), в то время как InAs испытывает слабое напряжение растяжения (рассогласованность с подложкой ~ 0,61 %) [76]. Поэтому для достижения баланса в гетеро-

структуре InAs/InAsSb требуется относительно толстый слой InAs по сравнению со слоем InAsSb.

Вариация толщин слоев в сверхрешетке позволяет создавать структуры, чувствительность которых покрывает MWIR и LWIR диапазоны [48, 76, 77]. Кроме того, толщина слоев влияет на характер изменения энергетического расстояния между минизонами тяжелых и легких дырок.

На рис. 8 показана зонная структура двух сверхрешеток на основе InAs/InAsSb с различными периодами. Сравнение зонных структур показывает, что энергетическое расщепление минизон тяжелых ($hh1$) и легких ($lh1$) дырок сильнее проявляется при больших значениях периода (LWIR). Следовательно, в LWIR InAs/InAsSb T2SL наблюдается сильное подавление процессов Оже-7 рекомбинации [76, 78].

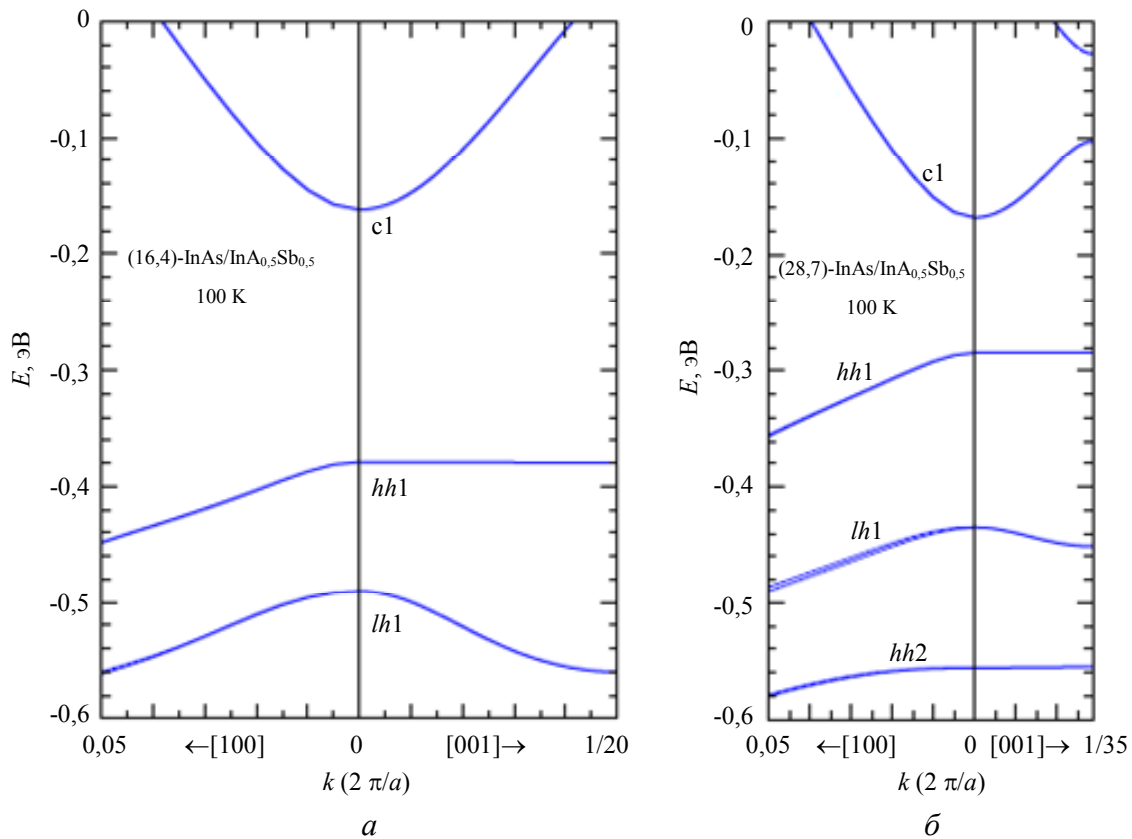


Рис. 8. Зонная структура сверхрешетки II типа на основе (а) (16/4) – InAs/InAs_{0,5}Sb_{0,5} ($E_g = 0,217$ эВ; $\lambda_c = 5,7$ мкм), и (б) (28/7) – InAs/InAs_{0,5}Sb_{0,5} ($E_g = 0,116$ эВ; $\lambda_c = 10,7$ мкм) при 100 К. В скобках указаны толщины слоев в единицах постоянной решетки соответствующего материала. Обозначения: c1 – край первой минizona проводимости, hh1 и hh2 – края первой и второй минизон тяжелых дырок соответственно, lh1 – край первой минизоны легких дырок [76].

Изменение толщин слоев сверхрешетки также влияет на величину оптического поглощения. В силу пространственного разделения носителей (электроны в InAs, дырки в InAsSb) увеличение толщин приведет к уменьшению перекрытия волновых функций, существенно снижая поглощение. Край поглощения InAs/InAsSb T2SL изменяется слабо с увеличением периода по сравнению с InAs/GaSb T2SL [76]. Следовательно, для

достижения длинноволновой области поглощения требуются достаточно толстые слои. Согласно экспериментальным и теоретическим исследованиям спектров поглощения [76, 79, 80] коэффициент поглощения сверхрешетки InAs/InAsSb в MWIR диапазоне чуть выше, чем у InAs/GaSb T2SL. Однако в LWIR диапазоне InAs/InAsSb T2SL заметно уступает сверхрешетке InAs/GaSb по этому показателю.

Сверхрешетки InAs/InAsSb обладают рядом преимуществ над сверхрешетками InAs/GaSb. Они обладают более высокой технологичностью [76, 81], большей устойчивостью к образованию дефектов, а также имеют большее время жизни неосновных носителей (на несколько порядков) [78, 82, 83]. Устойчивость к дефектам связана прежде всего с тем, что энергетические уровни дефектов расположены внутри зоны проводимости, а не в запрещенной зоне, что было подтверждено в экспериментах по фотолюминесценции [84]. Причиной является низкое расположение края минизоны проводимости InAs/InAsSb T2SL по отношению к краю зоны проводимости InAsSb.

В настоящее время технология инфракрасных фотодетекторов на основе InAs/InAsSb T2SL является одной из передовых и бурно развивающихся направлений в фотоэлектронике. Данную сверхрешетку применяют в разработке высокотемпературных $p-i-n$ и nBn фотодетекторов MWIR [81, 85–96], LWIR [97–102] и VLWIR [103, 104] диапазонов, в том числе и мультиспектральных ИК ФПУ [105, 106].

Заключение

В данном обзоре рассмотрены основные характеристики и особенности сверхрешеток II типа, а также приведены их преимущества и недостатки. Согласно многочисленным теоретическим и экспериментальным исследованиям, сверхрешетки II типа обладают рядом преимуществ по сравнению с классическими полупроводниковыми соединениями, используемыми в ИК фотоэлектронике (КРТ, InSb и QWIP-структурами), особенно в части создания высокотемпературных ИК ФПУ. Вместе с тем, уровень готовности технологии разработки ФПУ на основе сверхрешеток II типа в настоящее время не является достаточно высоким. Кроме того, характерной особенностью T2SL является

низкие значения поглощения в квантово-размерной активной области, связанное с явлением пространственного разделения носителей заряда.

Сравнение указанных сверхрешеток показало, что InAs/GaInSb T2SL имеет более высокое поглощение по сравнению с InAs/GaSb T2SL, однако является менее технологичным в связи с высокой чувствительностью к изменениям толщины слоев и к флуктуациям состава. Поглощение сверхрешеток II типа на основе InAs/InAsSb в LWIR диапазоне ниже по сравнению с InAs/GaSb T2SL, однако InAs/InAsSb T2SL существенно опережает структуры на других рассмотренных материалах по значениям темнового тока.

Развитие технологии изготовления фотоприемников на основе T2SL позволит вывести на новый уровень качество и характеристики перспективных оптико-электронных систем смотрящего типа, применяемых в космонавтике, геологии и квантовых коммуникациях. Кроме того, применение T2SL позволит достичь нового уровня технологической готовности технологии высокотемпературных ИК МФПУ с повышенными характеристиками.

ЛИТЕРАТУРА / REFERENCES

1. M. Razeghi, *Technology of Quantum Devices* (New York: Springer US, 2010).
2. A. Rogalski, P. Martyniuk, and M. Kopytko, *Rep. Prog. Phys.* **79**, 1 (2016).
3. P. C. Klipstein, U. Mizrahi, R. Fraenkel, and I. Shtrichman, *Def. Sci. J.* **63**, 555 (2013).
4. A. Rogalski and K. Chrzanowski, *Infrared Devices and Techniques* **21**, 565 (2014).
5. E. Plis, *Advances in Electronics*, p. ID 246769 (2014).
6. A. Rogalski, M. Kopytko, and P. Martyniuk, *Antimonide-based infrared detectors: a new perspective* (SPIE, 2018).
7. M. Z. Tidrow, *Infrared Physics & Technology* **52** (6), 322 (2009).
8. A. Rogalski, *Progress in quantum electronics* **27** (2–3), 59 (2003).
9. J. Easley, C. R. Martin, M. H. Ettenberg, and J. Phillips, *Journal of Electronic Materials* **48**, 6025 (2019).

10. A. Rogalski, P. Martyniuk, and M. Kopytko, *Applied physics reviews* **4**, 031304 (2017).
11. R. Breiter, M. Benecke, D. Eich, H. Figge-meier, A. Weber, J. Wendler, and A. Sieck, *Infrared Technology and Applications XLII*. SPIE. **9819**, 981908 (2016).
12. A. Rogalski, *Infrared Detectors* (CRC Press, USA, 2011).
13. W. Lei, R. J. Gu, J. Antoszewski, J. Dell, and L. Faraone, *Journal of electronic materials* **43** (8), 2788 (2014).
14. L. E. Vorob'ev, S. N. Danilov, G. G. Zegrya, D. A. Firsov, V. A. Shalygin, I. N. Yassievich, E. V. Beregulyn, *Fotoelektricheskie yavleniya v poluprovodnikah i razmerno-kvantovannyh struk-turakh* (Nauka, SPb, 2001) [in Russian].
15. M. Razeghi, *Fundamentals of Solid State Engineering* (Springer International Publishing AG, part of Springer Nature, 2019).
16. A. Rogalski, *Journal of Applied Physics* **93** (8), 4355 (2003).
17. A. Rogalski, *Infrared physics & technology* **40** (4), 279 (1999).
18. A. P. Silin, *Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **147** (11), 485 (1985) [in Russian].
19. Marian A. Herman, *Semiconductor superlat-tices* (Akademie-Verlag, Berlin, 1986; Mir, Moscow, 1989).
20. V. P. Ponomarenko, *Kvantovaya fotosen-sorika* (Orion R&P Association, Moscow, 2018) [in Russian].
21. L. Esaki and R. Tsu, *IBM Journal of Re-search and Development* **14** (1), 61 (1970).
22. S. D. Gunapala, D. R. Rhiger, and C. Jaga-dish, *Advances in Infrared Photodetectors* (Elsevier, USA, 2011).
23. M. Razeghi, *Mid-infrared Optoelectronics*, p. 379 (2020).
24. M. J. Furlong, B. Martinez, M. Tybjerg, B. Smith, and A. Mowbray, *Infrared Technology and Applications XLI* **9451**, 94510S (2015).
25. Y. Wei and M. Razeghi, *Physical Review B* **69** (8), 085316 (2004).
26. G. Ariyawansa, J. M. Duran, M. Grupen, J. E. Scheihing, T. R. Nelson, and M. R. Eismann, *Infrared Technology and Applications XXXVIII* **8353**, 83530E (2012).
27. F. Rutz, R. Rehm, J. Schmitz, M. Wauro, J. Niemasz, J. M. Masur, A. Wörl, M. Walther, R. Scheib-ner, J. Wendler, and J. Ziegler, "InAs/GaSb superlat-tices for high-performance infrared detection" Pro-ceedings IRS²2011, 2011, p. 16.
DOI: 10.5162/irs11/i1.1
28. H. J. Haugan, F. Szmulowicz, G. J. Brown, and K. Mahalingam, *Journal of Applied Physics* **95** (5), 2580 (2004).
29. M. Razeghi, *Focal Plane Arrays in Type II-Superlattices*. U.S. Patent No. 7,001,794 B2. Wa-shington, DC. 2006.
30. E. R. Youngdale, J. R. Meyer, C. A. Hoffman, F. J. Bartoli, C. H. Grein, P. M. Young, H. Enren-reich, R. H. Miles, and D. H. Chow, *Applied Physics Letters* **64** (23), 3160 (1994).
31. B. V. Olson, C. H. Grein, J. K. Kim, E. A. Kad-lec, J. F. Klem, S. D. Hawkins, and E. A. Shaner, *App-plied Physics Letters* **107** (26), 261104 (2015).
32. H. Mohseni, V. I. Litvinov, M. Razeghi, *Physical Review B* **58** (28), 15378 (1998).
33. C. H. Grein, P. M. Young, M. E. Flatte, and H. Ehrenreich, *Journal of Applied Physics* **78** (12), 7143 (1995).
34. C. H. Grein, P. M. Young, H. Ehrenreich, *Applied Physics Letters* **61** (24), 2905 (1992).
35. M. A. Kinch, *State-of-art infrared detector technology* (SPIE, 2014).
36. D. L. Smith and C. Mailhot, *Journal of App-plied Physics* **62** (6), 2545 (1987).
37. F. Szmulowicz, E. R. Heller, K. Fisher, and F. L. Madarasz, *Superlattices and Microstructures* **17** (4), 373 (1995).
38. H. Mohseni, A. Tahraoui, J. Wojkowski, M. Razeghi, G. J. Brown, W. C. Mitchel, and Y. S. Park, *Applied Physics Letters* **77** (11), 1572 (2000).
39. S. P. Tobin, M. A. Hutchins, P. W. Norton, *Journal of Electronic Materials* **29** (6), 781 (2000).
40. Y. N. Du, Y. Xu, and G. F. Song, *Superlat-tices and Microstructures* **145**, 106590 (2020).
41. E. H. Aifer, J. G. Tischler, J. H. Warner, I. Vurgaftman, W. W. Bewley, J. R. Meyer, J. C. Kim, and L. J. Whitman, *Applied Physics Letters* **89** (5), 053519 (2006).
42. B. M. Nguyen, D. Hoffman, P. Y. Delaunay, and M. Razeghi, *Applied Physics Letters* **91** (16), 163511 (2007).
43. M. Razeghi, E. K. W. Huang, B. M. Nguyen, S. A. Pour, and P. Y. Delaunay, *Infrared Technology and Applications XXXVI* **7660**, 76601F (2010).
44. G. A. Sai-Halasz, R. Tsu, L. A. Esaki, *App-plied Physics Letters* **30** (12), 651 (1977).
45. M. Levinshtein, S. Rumyantsev, M. Shur, *Handbook series on semiconductor parameters* (World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 1996).
46. Y. Livneh, P. C. Klipstein, O. Klin, N. Sna-pi, S. Grossman, A. Glozman, and E. Weiss, *Physical Review B* **86** (23), 235311 (2012).
47. P. C. Klipstein, E. Avnon, Y. Benny, R. Fraen-kel, A. Glozman, S. Grossman, O. Klin, L. Langoff, Y. Livneh, I. Lukomsky, M. Nitzani, L. Shkedy, I. Shtrichman, N. Snapi, A. Tuito, and E. Weiss, *Infra-red Technology and Applications XI* **9070**, 90700U (2014).
48. I. Vurgaftman, G. Belenky, Y. Lin, D. Do-netsky, L. Shterengas, G. Kipshidze, W. L. Sarney,

- and S. P. Svensson, *Applied Physics Letters* **108** (22), 222101 (2016).
49. M. Walther, J. Schmitz, R. Rehm, S. Kopta, F. Fuchs, J. Fleißner, W. Cabanski, and J. Ziegler, *Journal of Crystal Growth* **278** (1–4), 156 (2005).
50. Y. Wei, A. Hood, H. Yau, A. Gin, M. Razeghi, M. Z. Tidrow, and V. Nathan, *Applied Physics Letters* **86** (23), 233106 (2005).
51. E. Plis, J. B. Rodriguez, H. S. Kim, G. Bishop, Y. D. Sharma, L. R. Dawson, S. Krishna, S. J. Lee, C. E. Jones, and V. Gopal, *Applied Physics Letters* **91** (13), 133512 (2007).
52. M. Walther, J. Schmitz, R. Rehm, S. Kopta, F. Fuchs, J. Fleißner, W. Cabanski, and J. Ziegler, *Journal of Electronic Materials* **34** (6), 722 (2005).
53. R. Rehm, M. Walther, J. Schmitz, J. Fleissner, J. Ziegler, W. Cabanski, and R. Breiter, *Electronics Letters* **42** (10), 577 (2006).
54. N. Gautam, H. S. Kim, M. N. Kutty, E. Plis, L. R. Dawson, and S. Krishna, *Applied Physics Letters* **96** (23), 231107 (2010).
55. I. Vurgaftman, E. H. Aifer, C. L. Canedy, J. G. Tischler, J. R. Meyer, J. H. Warner, E. M. Jackson, G. Hildebrandt, and G. J. Sullivan, *Applied Physics Letters* **89** (12), 121114 (2006).
56. D. Z. Y. Ting, C. J. Hill, A. Soibel, S. A. Keo, J. M. Mumolo, J. Nguyen, and S. D. Gunapala, *Applied Physics Letters* **95** (2), 023508 (2009).
57. P. Y. Delaunay and M. Razeghi, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **46** (4), 584 (2010).
58. N. Gautam, S. Myers, A. V. Barve, B. Klein, P. Smith, D. R. Rhiger, H. S. Kim, Z. B. Tian, and S. Krishna, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **49** (2), 211 (2012).
59. B. M. Nguyen, D. Hoffman, E. K. W. Huang, P. Y. Dalunay, and M. Razeghi, *Applied Physics Letters* **93** (12), 123502 (2008).
60. Y. Wei, A. Gin, M. Razeghi, and G. J. Brown, *Applied Physics Letters* **81** (19), 3675 (2002).
61. A. Hood, M. Razeghi, E. H. Aifer, and G. J. Brown, *Applied Physics Letters* **87** (15), 151113 (2005).
62. S. D. Gunapala, D. Z. Ting, C. J. Hill, J. Nguyen, A. Soibel, S. B. Rafol, S. A. Keo, J. M. Mumolo, M. C. Lee, J. K. Liu, and B. Yang, *IEEE Photonics Technology Letters* **22** (24), 1856 (2010).
63. A. Haddadi, S. R. Darvish, G. Chen, A. M. Hoang, B. M. Nguyen, and M. Razeghi, *AIP Conference Proceedings* **1416** (1), 56 (2011).
64. J. L. Johnson, *Photodetectors: Materials and Devices* **3948**, 118 (2000).
65. *Handbook of Infrared Detection Technologies* / Ed. by: Henini M., Razeghi M. (Elsevier, 2002), p. 159–189.
66. G. J. Brown, *Infrared Technology and Applications XXXI* **5783**, 65 (2005).
67. J. L. Johnson, L. A. Samoska, A. C. Gossard, J. L. Merz, M. D. Jack, G. R. Chapman, B. A. Baumgratz, K. Kosai, and S. M. Johnson, *Journal of Applied Physics* **80** (2), 1116 (1996).
68. F. Fuchs, U. Weimer, W. Pletschen, J. Schmitz, E. Ahlswede, M. Walther, J. Wagner, and P. Koidl, *Applied Physics Letters* **71** (22), 3251 (1997).
69. C. T. Lin, G. J. Brown, W. C. Mitchel, M. Ahoujja, and F. Szmulowicz, *Photodetectors: Materials and Devices III* **3287**, 22 (1998).
70. C. T. Lin, K. A. Anselm, C. H. Kuo, A. M. Delaney, K. Mahalingam, A. W. Saxler, R. J. Linville, F. Szmulowicz, and V. Nathan, *Photodetectors: Materials and Devices* **3948**, 133 (2000).
71. K. A. Anselm, H. Ren, M. Vilela, J. Zheng, C. T. Lin, V. Nathan, and G. J. Brown, *Photodetectors: Materials and Devices VI* **4288**, 183 (2001).
72. Q. K. Yang, F. Fuchs, J. Schmitz, and W. Pletschen, *Applied Physics Letters* **81** (25), 4757 (2002).
73. E. Plis, A. Khoshakhlagh, S. Myers, H. S. Kim, N. Gautam, Y. D. Sharma, and S. Krishna, *Journal of Vacuum Science & Technology B, Nanotechnology and Microelectronics: Materials, Processing, Measurement, and Phenomena* **28** (3), C3G13 (2010).
74. J. P. Loehr, *Applied Physics Letters* **67** (17), 2509 (1995).
75. S. H. Wei and A. Zunger, *Physical Review B* **52** (16), 12039 (1995).
76. D. Z. Ting, S. B. Rafol, A. Khoshakhlagh, A. Soibel, S. A. Keo, A. M. Fisher, B. J. Pepper, C. J. Hill, and S. D. Gunapala, *Micromachines* **11** (11), 958 (2020).
77. D. Z. Ting, A. Khoshakhlagh, A. Soibel, and S. D. Gunapala, *Journal of Electronic Materials* **49** (11), 6936 (2020).
78. E. H. Steenbergen, B. C. Connelly, G. D. Metcalfe, H. Shen, M. Wraback, D. Lubyshev, Y. Qiu, J. M. Fastenau, A. W. K. Liu, S. Elhamri, O. O. Cellek, and Y. H. Zhang, *Applied Physics Letters* **99** (25), 251110 (2011).
79. G. Ariyawansa, E. Steenbergen, L. J. Bissell, J. M. Duran, J. E. Scheihing, and M. T. Eismann, *Infrared Technology and Applications XL* **9070**, 90701J (2014).
80. P. C. Klipstein, Y. Livneh, A. Glozman, S. Grossman, O. Klin, N. Snapi, and E. Weiss, *Journal of electronic materials* **43** (8), 2984 (2014).
81. D. Z. Ting, A. Khoshakhlagh, A. Soibel, C. J. Hill, and S. D. Gunapala, *Barrier Infrared Detector*. U.S. Patent No. 8,217,480 B2. Washington, DC. 2012.
82. B. V. Olson, E. A. Shaner, J. K. Kim, J. F. Klem, S. D. Hawkins, L. M. Murray, J. P. Prineas, M. E. Flatte, and T. F. Boggess, *Applied Physics Letters* **101** (9), 092109 (2012).
83. L. Höglund, D. Z. Ting, A. Khoshakhlagh, A. Soibel, C. J. Hill, A. Fisher, S. Keo, and S. D. Gunapala, *Applied Physics Letters* **103** (22), 221908 (2013).

84. A. D. Prins, M. K. Lewis, Z. L. Bushell, S. J. Sweeney, S. Liu, and Y. H. Zhang, *Applied Physics Letters* **106** (17), 171111 (2015).
85. D. Z. Ting, A. Soibel, A. Khoshakhlagh, S. B. Rafol, S. A. Keo, L. Höglund, A. M. Fisher, E. M. Luong, and S. D. Gunapala, *Applied Physics Letters* **113** (2), 021101 (2018).
86. D. Z. Ting, S. B. Rafol, S. A. Keo, J. Nguyen, A. Khoshakhlagh, A. Soibel, L. Höglund, A. M. Fisher, E. M. Luong, J. M. Mumolo, J. K. Liu, and S. D. Gunapala, *IEEE Photonics Journal* **10** (6), 1 (2018).
87. R. Hao, Y. Ren, S. Liu, J. Guo, G. Wang, Y. Xu, and Z. Niu, *Journal of Crystal Growth* **470**, 33 (2017).
88. A. P. Craig, F. Al-Saymari, M. Jain, A. Bainbridge, G. R. Savich, T. Golding, A. Krier, G. W. Wicks, and A. R. Marshall, *Applied Physics Letters* **114** (15), 151107 (2019).
89. Q. Durlin, J. P. Perez, L. Cerutti, J. B. Rodriguez, T. Cerba, T. Baron, E. Tournie, and P. Christol, *Infrared Physics & Technology* **96**, 39 (2019).
90. G. Ariyawansa, J. Duran, C. Reyner, and J. Scheihing, *Micromachines* **10** (12), 806 (2019).
91. G. Deng, X. Song, M. Fan, T. Xiao, Z. Luo, N. Chen, W. Yang, and Y. Zhang, *Optics express* **28** (9), 13616 (2020).
92. D. Wu, J. Li, A. Dehzangi, and M. Razeghi, *Infrared Physics & Technology* **109**, 103439 (2020).
93. D. Wu, A. Dehzangi, J. Li, M. Razeghi, *Applied Physics Letters* **116** (16), 161108 (2020).
94. U. Zavala-Moran, M. Bouschet, J. P. Perez, R. Alchaar, S. Bernhardt, I. Ribet-Mohamed, F. de Anda-Salazar, and P. Christol, *Photonics* **7** (3), 76 (2020).
95. D. Wu, Q. Durlin, A. Dehzangi, Y. Zhang, and M. Razeghi, *Applied Physics Letters* **114** (1), 011104 (2019).
96. J. P. Perez, Q. Durlin, and P. Christol, *International Conference on Space Optics – ICSO 2018*. **11180**, 111806E (2019).
97. H. S. Kim, O. O. Cellek, Z. Y. Lin, Z. Y. He, X. H. Zhao, S. Liu, H. Li, and Y. H. Zhang, *Applied Physics Letters* **101** (16), 161114 (2012).
98. A. Haddadi, G. Chen, R. Chevallier, A. M. Hoang, and M. Razeghi, *Applied Physics Letters* **105** (12), 121104 (2014).
99. A. Haddadi, A. Dehzangi, S. Adhikary, R. Chevallier, and M. Razeghi, *APL Materials* **5** (3), 035502 (2017).
100. R. Chevallier, A. Haddadi, and M. Razeghi, *Scientific reports* **7** (1), 1 (2017).
101. T. Manyk, K. Michalczewski, K. Murawski, P. Martyniuk, and J. Rutkowski, *Sensors* **19** (8), 1907 (2019).
102. K. Michalczewski, P. Martyniuk, C. H. Wu, J. Jureńczyk, K. Grodecki, D. Benyahia, A. Rogalski, and J. Piotrowski, *Infrared Physics & Technology* **95**, 222 (2018).
103. A. M. Hoang, G. Chen, R. Chevallier, A. Haddadi, and M. Razeghi, *Applied Physics Letters* **25**, 251105 (2014).
104. K. Michalczewski, P. Martyniuk, Ł. Kubiszyn, C. H. Wu, Y. R. Wu, J. Jureńczyk, A. Rogalski, and J. Piotrowski, *IEEE Electron Device Letters* **40** (9), 1396 (2019).
105. A. Haddadi, R. Chevallier, G. Chen, A. M. Hoang, and M. Razeghi, *Applied Physics Letters* **106** (1), 011104 (2015).
106. A. Haddadi, A. Dehzangi, R. Chevallier, S. Adhikary, and M. Razeghi, *Scientific reports* **7** (1), 1 (2017).

The current state of the development and research of type II superlattices for infrared photodetective devices (a review)

V. S. Kovshov^{1,2}, A. V. Nikonov², D. A. Pashkeev^{1,3}, and E. A. Lopatina⁴

¹ Orion R&P Association, JSC
9 Kosinskaya st., Moscow, 111538, Russia
E-mail: orion@orion-ir.ru

² Moscow Institute of Physics and Technology
9 Institutskiy per., Dolgoprudny, Moscow Region, 141701, Russia

³ MIREA – Russian Technological University
78 Vernadsky Ave., Moscow, 119454, Russia

⁴ Federal State Budgetary Institution “GNMC”
of the Ministry of Defense of Russia
13 Komarova st., Mytishchi, Moscow Region, 141006, Russia

Received February 01, 2021

The main properties of type II superlattices (T2SL) are considered. The description of various heterojunction types and energy conditions of their realization is given. The results of theoretical and experimental studies of optical and electrical properties of T2SLs based on InAs/GaSb, InAs/GaInSb and InAs/InAsSb are presented. Based on the results of qualitative analysis and evaluation of the characteristics of T2SL relative to classical semiconductor compounds used in infrared photoelectronics (HgCdTe, InSb and QWIP structures), the advantages and disadvantages of T2SL are identified and described. A comparison of type II superlattices based on InAs/GaSb, InAs/GaInSb and InAs/InAsSb was carried out, the results of which showed the prospects of T2SL applications in the manufacturing state-of-art and promising infrared photodetectors.

Keywords: type II superlattices, InAs/GaSb superlattices, InAs/GaInSb superlattices, InAs/InAsSb superlattices, IR photodetector, IR FPA.

DOI: 10.51368/2307-4469-2021-9-2-97-111