

УДК 621.315.592

Излучательная рекомбинация и ударная ионизация в полупроводниковых наноструктурах (Обзор)

© М.П. Михайлова, Э.В. Иванов[✉], Л.В. Данилов, К.В. Калинина, Ю.П. Яковлев, П.С. Копьев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

[✉] E-mail: Ed@mail.ioffe.ru

Поступил в Редакцию 24 августа 2020 г.

В окончательной редакции 26 августа 2020 г.

Принят к публикации 26 августа 2020 г.

Обсуждаются процессы излучательной рекомбинации и ударной ионизации в светоизлучающих структурах на основе объемных полупроводников, гетероструктур с высокими потенциальными барьерами, наноструктур с глубокими квантовыми ямами и нанокристаллов с квантовыми точками. Показано, что увеличение квантовой эффективности и повышение оптической мощности люминесценции во всех исследованных структурах обусловлены общим физическим механизмом — созданием в процессе ударной ионизации дополнительных электронно-дырочных пар горячими носителями заряда, разогретыми на большом скачке потенциала на гетерогранице при токовой накачке, или за счет умножения носителей в процессе мультисексцитонной генерации в нанокристаллах при освещении высокоэнергетическими фотонами.

Ключевые слова: излучательная рекомбинация, ударная ионизация, гетероструктуры, квантовые ямы, квантовые точки.

DOI: 10.21883/FTP.2020.12.50226.9509

1. Введение

Настоящий обзор посвящен исследованиям процессов излучательной и безызлучательной рекомбинации [1–3] и ударной ионизации в полупроводниковых объемных гетероструктурах и наногетероструктурах на основе гетеропереходов I и II типов [4–6], в том числе с глубокими квантовыми ямами (КЯ) и квантовыми точками (КТ) [7]. Процессы ударной ионизации в сильном электрическом поле или при освещении высокоэнергетическими фотонами играют важную роль в физике полупроводников и являются основой работы целого ряда полупроводниковых приборов (лавинных фотодиодов, фототранзисторов, лавинно-пролетных диодов, солнечных фотоэлементов) [8]. Однако до недавнего времени явление ударной ионизации не использовалось для улучшения характеристик светоизлучающих структур и приборов на их основе (светодиодов, лазеров) в плане повышения квантовой эффективности и оптической мощности. В обзоре обсуждаются результаты пионерских работ, выполненных в Физико-техническом институте (ФТИ) им. А.Ф. Иоффе в течение последнего десятилетия, которые посвящены исследованию суперлинейной электролюминесценции (ЭЛ) в объемных гетероструктурах II типа с высокими потенциальными барьерами и наноструктурах I типа с глубокими КЯ и узкозонной активной областью [9]. Целью этих исследований являлось улучшение излучательных характеристик и повышение квантовой эффективности и оптической

мощности в светоизлучающих структурах, главным образом, на основе узкозонных соединений III–V, а также в оптоэлектронных приборах, работающих в ближнем и среднем инфракрасном (ИК) диапазонах.

Обзор состоит из Введения, семи разделов (2–8) и Заключения. В разд. 2 обсуждаются особенности механизмов излучательной и безызлучательной оже-рекомбинации в полупроводниках $A^{III}B^V$ и гетеропереходах II типа на их основе, а также роль ударной ионизации (обратного оже-процесса) в физике полупроводников. Кратко рассмотрены работы, посвященные процессам ударной ионизации в узкозонных полупроводниках $A^{III}B^V$ и определению пороговых значений энергии ионизации при разогреве носителей заряда в электрическом поле или при освещении высокоэнергетическими квантами.

В разд. 3 обсуждается возрастание квантового выхода в объемных полупроводниках и p – n -переходах за счет ударной ионизации при освещении их фотонами с высокой энергией, значительно превышающей ширину запрещенной зоны, а также связь особенностей этого явления с зонной структурой материала.

В разд. 4 рассмотрены особенности применения процессов ударной ионизации и умножения горячих носителей заряда в наноструктурах с КТ для увеличения квантовой эффективности солнечных фотоэлементов. Главные результаты этих исследований описаны в монографии [7], а также в работах [10,11]. Отмечено, что в объемных широкозонных полупроводниках

процесс ударной ионизации может привести к увеличению квантового выхода лишь на несколько процентов, поскольку в них существует мощный эффект безызлучательной релаксации за счет испускания оптических фононов. В наноструктурах с КТ благодаря дискретному энергетическому спектру и малым размерам точек расстояние между уровнями размерного квантования становится много больше энергии оптического фонона. В результате процесс энергетической релаксации подавляется, что приводит к эффекту умножения носителей заряда при освещении нанокристаллов фотонами с большой энергией. Обсужден эффект увеличения квантовой эффективности фотolumинесценции благодаря мультиэкситонной и одноэкситонной генерации.

Важной проблемой является увеличение интенсивности излучательной рекомбинации и оптической мощности в светоизлучающих структурах на основе узкозонных полупроводников. В разд. 5 и 6 обсуждаются результаты исследований суперлинейной ЭЛ в объемных изотипных и анизотипных гетероструктурах II типа с высокими потенциальными барьерами ($n\text{-GaSb}/n\text{-AlGaAsSb}/n\text{-InGaAsSb}$ и $n\text{-GaSb}/n\text{-InGaAsSb}/p\text{-AlGaAsSb}$ соответственно), выращенных методом жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ), а также в наногетероструктурах I типа $\text{Al}(\text{As})\text{Sb}/\text{InAsSb}/\text{Al}(\text{As})\text{Sb}$ с глубокими КЯ, полученных методом металлоорганической газофазной эпитаксии (МОГФЭ) [12]. Впервые было предложено использовать процесс ударной ионизации для разогрева носителей заряда на больших скачках потенциала в зоне проводимости с целью создания дополнительных электронно-дырочных пар в светоизлучающих структурах. Большие скачки потенциала в зоне проводимости или в валентной зоне на гетерогранице между широкозонным барьером и узкозонной активной областью позволяют снизить величину напряженности электрического поля, необходимую для начала процесса умножения носителей. Проведены теоретические оценки вероятности процесса ударной ионизации и создания дополнительных электронно-дырочных пар в наноструктурах I типа в зависимости от особенностей зонной энергетической диаграммы, высоты барьеров, ширины КЯ и значения скачка потенциала на гетерогранице.

В разд. 7 рассмотрены двухполосная ЭЛ и трансформация зонной энергетической диаграммы в наноструктурах с КЯ $\text{AlSb}/\text{InAsSb}/\text{AlSb}$ в зависимости от температуры и интенсивности накачки. Установлена роль первого и второго уровней тяжелых дырок в процессе излучательной рекомбинации при понижении температуры от 300 до 77 К. Показано, что при низкой температуре становятся возможными не прямые излучательные переходы в гетероструктуре I типа. В разд. 8 описан новый эффект — большое голубое смещение спектров ЭЛ (~ 100 мэВ) в электрическом поле в наногетероструктуре с глубокой КЯ, обусловленное не прямой (туннельной) излучательной рекомбинацией

между электронами, локализованными на первом уровне в КЯ, и дырками, расположенными в валентной зоне на интерфейсе $\text{AlSb}/p\text{-GaSb}$.

2. Излучательная и безызлучательная оже-рекомбинация и ударная ионизация в полупроводниковых гетероструктурах

Исследование динамики носителей заряда и особенностей излучательной и безызлучательной рекомбинации в ступенчатых гетеропереходах II типа на основе полупроводников III–V, II–VI и IV–IV детально рассмотрены в монографии [1], а также в обзорах [2,3,5].

Механизмы излучательной и безызлучательной рекомбинации в гетероструктурах и объемных полупроводниках существенно различны. Как показано в работе [13], в гетероструктурах процесс оже-рекомбинации является беспороговым. Благодаря взаимодействию носителей с гетерограницей снимается ограничение, связанное с законом сохранения квазиимпульса для компоненты, перпендикулярной гетерогранице. При этом скорость оже-рекомбинации является степенной функцией температуры, в отличие от объемного полупроводника, где

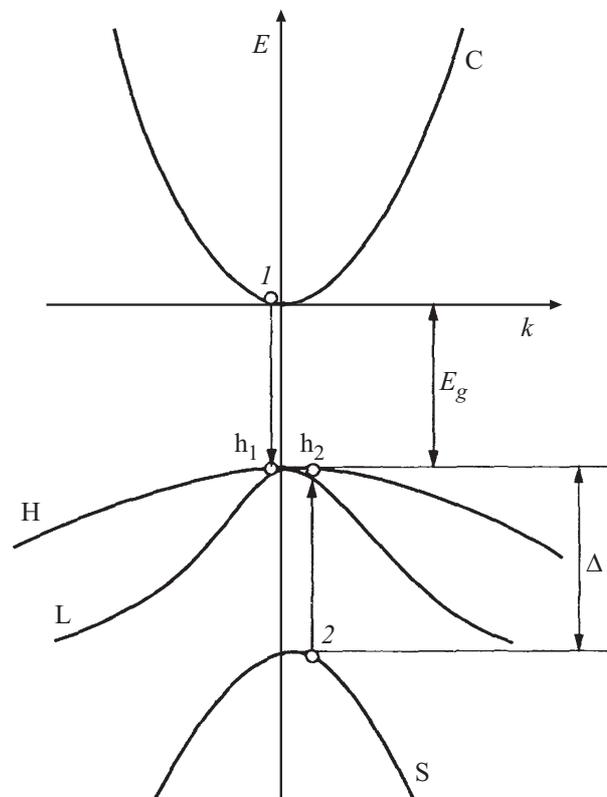


Рис. 1. Схема оже-рекомбинации CHNS типа в полупроводниках $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$. Электрон рекомбинирует с тяжелой дыркой, а вторая тяжелая дырка переходит в спин-орбитально отщепленную зону [1].

соответствующая температурная зависимость описывается экспоненциальной функцией [14].

В процессе безызлучательной рекомбинации высвобождающаяся энергия носителей заряда передается решетке. При больших концентрациях свободных носителей нужно учитывать другой способ передачи энергии, когда рекомбинирующие электрон и дырка сообщают энергию третьему носителю путем кулоновского взаимодействия — так называемый процесс оже-рекомбинации. При этом третий носитель, электрон или тяжелая дырка, соответственно переходит в зону проводимости (СНСС эффект) либо в валентную зону (СННС эффект), если она состоит из трех подзон, включая спин-орбитально отщепленную зону, как показано на рис. 1 [1,8], при условии $\Delta < E_g$, где E_g — эффективная ширина запрещенной зоны, Δ — величина спин-орбитального расщепления валентной зоны. Этот процесс играет большую роль в полупроводниках $A^{III}B^V$, в особенности в материалах, в которых эффективная масса электронов много меньше эффективной массы тяжелых дырок ($m_e \ll m_h$).

В гетеропереходах II типа наиболее важным является СНСС процесс, в частности в структурах, где $(E_g - \Delta)/E_g > m_e/m_{so}$, m_e и m_{so} — эффективные массы электрона и дырки из спин-орбитально отщепленной зоны соответственно [1].

2.1. Ударная ионизация в полупроводниковых гетероструктурах

Процессом, обратным оже-рекомбинации, является ударная ионизация. Кинетическая теория ударной ионизации в полупроводниках была развита в работах [15–18]. Экспериментальные и теоретические исследования процессов разогрева носителей заряда и ударной ионизации в полупроводниках $A^{III}B^V$ были проведены в ФТИ им. А.Ф. Иоффе в 1974–1984 гг. и подробно описаны в литературе, в том числе в обзорах [4,19–21]. Теоретические работы А.П. Дмитриева и И.Н. Ясневич, посвященные расчету функции распределения горячих носителей в сильных электрических полях, привели к пониманию физики явления ударной ионизации в полупроводниках $A^{III}B^V$ и показали связь этих процессов с особенностями зонной структуры [22]. Эти работы в сочетании с проведенными в ФТИ обширными исследованиями процессов умножения носителей заряда и коэффициентов ионизации для большого класса полупроводников $A^{III}B^V$ и их твердых растворов (InAs, GaSb, GaAs, GaInSb, InAsSb, InAsSbP, GaAlSb и др.) заложили основы для создания быстродействующих лавинных фотодиодов с большим отношением коэффициентов ионизации носителей заряда и низким шум-фактором для ближнего и среднего ИК-диапазонов (см. обзор [23]). Однако в большинстве полупроводников $A^{III}B^V$ (AlSb, GaAs, GaAlAs, InP и др.) коэффициенты ионизации дырок и электронов близки. Поэтому важен поиск методов „разнесения“ коэффициентов ударной

ионизации, что необходимо для уменьшения фактора избыточного шума в лавинных фотодиодах [24].

2.2. Пороговая энергия ударной ионизации

Для того чтобы носитель заряда мог ионизировать, он должен набрать дополнительную энергию, превышающую ширину запрещенной зоны полупроводника. Величина этой энергии зависит от типа зонной структуры материала и его параметров [8]. Для случая двух параболических зон энергия ионизации для электронов определяется как

$$\varepsilon_{ie} = [1 + m_e/(m_e + m_h)]E_g. \quad (1)$$

Аналогично для дырок энергия ударной ионизации составляет

$$\varepsilon_{ih} = [1 + m_h/(m_e + m_h)]E_g, \quad (2)$$

где m_e и m_h — эффективные массы электрона и дырки соответственно.

Если $m_e \ll m_h$, значения пороговой энергии для электронов и дырок будут равны

$$\varepsilon_{ie} \approx E_g \text{ и } \varepsilon_{ih} \approx 2E_g. \quad (3)$$

При равных величинах эффективных масс ($m_e = m_h$) получаем приблизительно равные значения пороговой

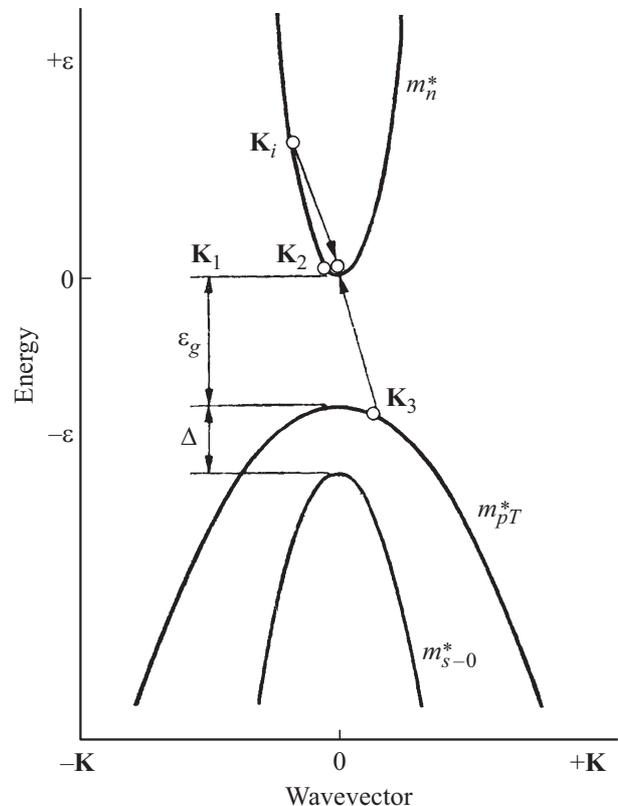


Рис. 2. Зонная структура и акт ударной ионизации при достижении электроном пороговой энергии ионизации. Начальное состояние характеризуется энергией ε_{ih} и волновым вектором K_i ; конечные состояния обозначены индексами 1, 2, 3 [8].

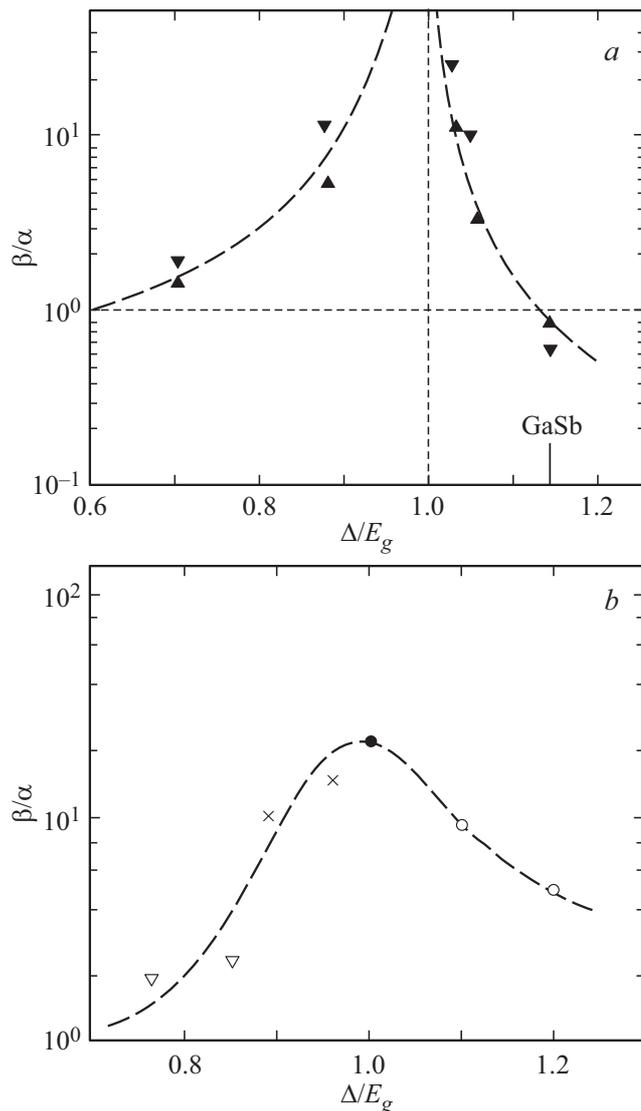


Рис. 3. Отношение коэффициентов ионизации дырок и электронов в зависимости от параметра Δ/E_g в полупроводниках $A^{III}B^V$: $Ga_{1-x}Al_xSb$ [30] (a), заполненные кружки — InAs, крестики — $In_{1-x}Ga_xAs$ ($x = 0.02, 0.04$), открытые кружки — $InAs_{1-x}Sb_x$ ($x = 0.06, 0.08$), открытые треугольники — InAsSbP [27] (b).

энергии ионизации:

$$\varepsilon_{ie} \approx \varepsilon_{ih} \approx 3/2E_g. \quad (4)$$

В случае сложной структуры валентной зоны с учетом спин-орбитальной зоны с энергией Δ для ионизации, вызванной дыркой, получим

$$\varepsilon_{ih} = [1 + m_{so}(1 - \Delta/E_g)/(2m_h - m_{so} + m_e)]E_g. \quad (5)$$

Вследствие наличия спин-орбитальной зоны порог ионизации для тяжелых дырок понижается до значения $\varepsilon_{ih} \approx E_g \leq \Delta$, тогда как порог ионизации для электронов остается неизменным. Рис. 2 иллюстрирует про-

цессы ударной ионизации электроном для случая полупроводниковой структуры с тремя параболическими зонами.

Наиболее интересен случай, когда в полупроводниковом материале (структуре) основную роль играют дырки из спин-орбитально отщепленной зоны, и в особенности, если величина спин-орбитального расщепления близка к ширине запрещенной зоны $\Delta \approx E_g$. Такой эффект, называемый „резонансом зон“ (рис. 3), впервые наблюдался в материалах InAs, GaSb, AlGaAs и их твердых растворах [25–29], а также в бесщелевых полупроводниках типа AlGaSb [30] и CdHgTe [31]. Теоретически он был обоснован в работах [1,25,26,32].

Использование скачка потенциала на гетерогранице широкозонного и узкозонного полупроводников позволяет снизить рабочее напряжение в лавинных фотодиодах, поскольку в таких структурах потери энергии на излучение фотона значительно меньше, и большая часть приложенного напряжения идет на создание электронно-дырочных пар [24].

Необходимо отметить, что при ударной ионизации в сильном электрическом поле в полупроводниках в силу экспоненциального спада функции распределения всегда проявляется наиболее низкий возможный порог ударной ионизации, величина которого близка к ширине запрещенной зоны полупроводникового материала $\varepsilon_i \approx E_g$ [22]. Если законы сохранения энергии и импульса существенно поднимают порог прямой ударной ионизации, то ионизация в электрическом поле идет за счет не прямой ударной ионизации с участием оптического или междолинного фонона. В то же время в экспериментах по измерению квантового выхода при освещении высокоэнергетическими фотонами в первую очередь проявляются высокие пороги ударной ионизации.

3. Возрастание квантового выхода в объемных полупроводниках за счет ударной ионизации

В последние годы важной проблемой стал поиск путей увеличения квантовой эффективности солнечных фотоэлементов. Как было показано в работе [33], максимальная термодинамическая эффективность преобразования концентрированного солнечного излучения в электроэнергию составляет $\sim 31\%$. Это справедливо для широкозонных полупроводников, для которых ширина запрещенной зоны $E_g \approx 1.25\text{--}1.45$ эВ. Однако энергия солнечного излучения в основном распределена в спектральном диапазоне 0.5–3.5 эВ, так что большая часть ультрафиолетового излучения не используется. При поглощении фотонов с энергией $h\nu > E_g$ создаются горячие носители, которые теряют избыточную энергию за счет испускания оптических фононов. Одним из путей уменьшения этих потерь является использование каскадных фотоэлементов в виде многослойных

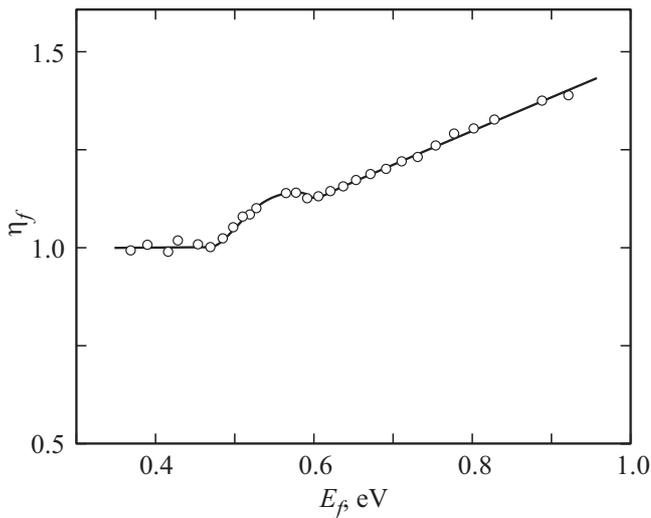


Рис. 4. Зависимость квантовой эффективности внутреннего фотоэффекта от энергии фотона в InSb [36].

p - n -переходов, в которых фотоны с большой энергией поглощаются в широкозонных слоях, а кванты с низкой энергией — в узкозонных [34]. В работе [35] был проведен расчет возможного увеличения квантовой эффективности солнечных фотоэлементов за счет явления ударной ионизации для ряда объемных полупроводников (InSb, Ge, Si, GaAs) и предсказано, что максимальная квантовая эффективность может возрасти до 60.3% в полупроводниках с шириной запрещенной зоны $E_g \approx 0.8$ эВ. Данный эффект связан с тем, что при возбуждении полупроводника светом с энергией фотона, много большей ширины запрещенной зоны, рождаются горячие носители, которые за счет процесса ударной ионизации способны генерировать дополнительные электронно-дырочные пары. Эффективность этого процесса возрастает при увеличении энергии фотона. Явление ударной ионизации наиболее заметно в тех полупроводниках, в которых эффективная масса электрона много меньше массы тяжелой дырки (InSb, InAs и их твердые растворы), и поэтому вся избыточная энергия передается электронам. Эксперимент по увеличению квантовой эффективности за счет процесса ударной ионизации в антимониде индия был впервые описан в 1959 г. в работе [36] (см. рис. 4). Теория этого явления была развита позднее в работах [37,38]. Первая работа по обнаружению умножения носителей заряда в электрическом поле в InAs p - n -переходах была выполнена в 1967 г. [39].

Исследование квантового выхода фотоэффекта в области высоких энергий фотона, превышающих ширину запрещенной зоны, представляет большой интерес, поскольку позволяет получить сведения о пороговой энергии ударной ионизации горячими носителями и о параметрах зонной структуры полупроводника. Эксперименты по увеличению квантового выхода за счет

ударной ионизации в объемных полупроводниках и p - n -переходах при освещении квантами с большой энергией были впервые проведены в 70–80-х годах XX века в ФТИ им. А.Ф. Иоффе [4,21]. Было продемонстрировано, что квантовый выход в узкозонных полупроводниках InSb и InAs возрастает в несколько раз при освещении квантами с энергией $h\nu \gg E_g$ (при комнатной температуре $E_{g\text{InSb}} = 0.18$ эВ, $E_{g\text{InAs}} = 0.36$ эВ) [39–41]. При исследовании спектров фоточувствительности монокристаллов и p - n -переходов на основе InSb при температуре 90 К в области энергий фотона 0.5–0.8 эВ ($E_{g\text{InSb}} = 0.24$ эВ при $T = 77$ К) было обнаружено, что квантовый выход фотоэффекта может быть увеличен на 20% за счет ударной ионизации электронами и легкими дырками [41]. Эти результаты были использованы для расчета энергетической зависимости вероятности ударной ионизации горячими электронами [42,43].

Исследования квантового выхода фотоэффекта в полупроводниках, позволившие получить сведения о пороговой энергии ударной ионизации и деталях зонной структуры, впервые были проведены в p - n -переходах InAs в области энергий фотона 0.9–5.0 эВ [40]. По измерениям начала возрастания квантового выхода внутреннего фотоэффекта в кристаллах InAs была определена пороговая энергия ионизации электронами. Ионизация начинается с энергии фотонов $h\nu = \varepsilon_i + E_g$, что составляет 0.7–0.8 эВ при $T = 300$ К и 0.9–1 эВ при $T = 100$ К. С учетом ширины запрещенной зоны InAs ($E_{g300\text{K}} = 0.36$ эВ и $E_{g100\text{K}} = 0.41$ эВ) для энергии ионизации электронами были получены следующие значения: $\varepsilon_{ie} \approx 0.44$ эВ ($T = 300$ К) и 0.5–0.6 эВ ($T = 77$ К).

Были также измерены спектры фоточувствительности p - n -переходов InAs при освещении квантами с энергией от 0.9 до 5.5 эВ при температурах 300 и 100 К [40]. На спектрах были обнаружены характерные максимумы и минимумы, которые позволили сопоставить их с особенностями зонной структуры InAs [44]. Когда энергия фотона достигает величины 2.5 эВ, электроны способны производить 2–3 ионизации, что приводит к возрастанию квантового выхода внутреннего фотоэффекта. При энергии фотона 2.5–2.8 эВ становятся возможными переходы электрона из спин-орбитально отщепленной зоны ($\Delta = 0.41$ эВ) (см. рис. 5, а). Последующий рост фоточувствительности, начинающийся при $h\nu = 3.2$ эВ, может быть связан с оптическими переходами, которые приводят к созданию носителей заряда, способных к пятикратной ионизации (рис. 5, б). При этом носители забрасываются в верхнюю подзону зоны проводимости. Наконец, в области самых высоких энергий фотона (4–5 эВ) становятся возможны оптические переходы, создающие электроны вблизи точек Γ_{15C} и X_{1C} . Здесь могут происходить переходы типа $X_5 - X_{1C}$, которые реализуются многократной ионизацией тяжелыми дырками (рис. 5, в).

Таким образом, в этих экспериментах была продемонстрирована связь особенностей спектров фоточувствительности в области больших энергий фотона с де-

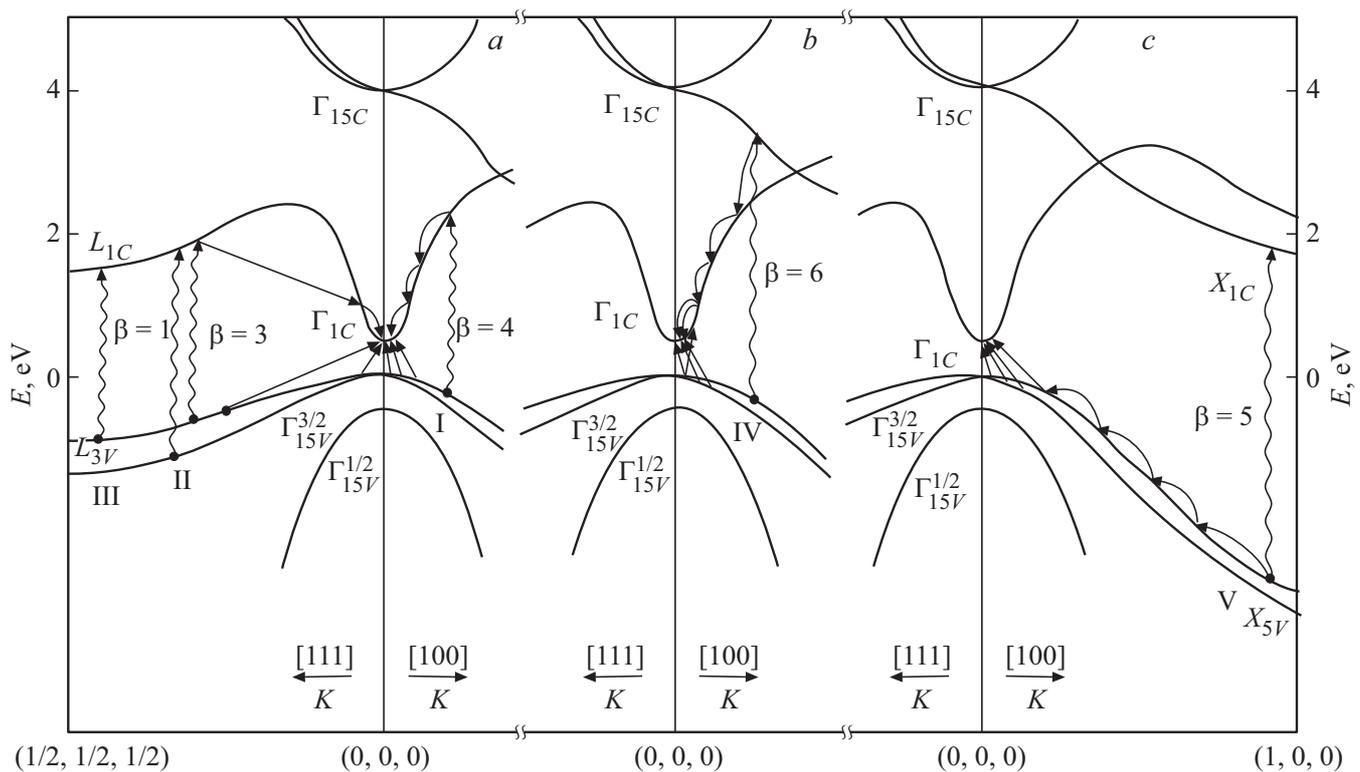


Рис. 5. Приближенная зонная структура InAs. Римскими цифрами обозначены возможные оптические переходы, β — максимальный квантовый выход внутреннего фотоэффекта для данного перехода, полученный с учетом предельно возможного числа вторичных ионизаций. В реальном случае значение квантового выхода не превышает 3 [40].

талями зонной структуры полупроводников, что может быть объяснено на основе предположения о достаточно большой вероятности ионизации без участия фононов.

Нужно отметить, что эффект разогрева электронов в узкозонных полупроводниках можно наблюдать при низких температурах (4.2–50 K) и освещении низкоэнергетическими фотонами, энергия которых больше энергии оптического фонона. Это приводит к изменению функции распределения электронов и появлению новых эффектов, связанных с переходом концентрационного эффекта Кикоина–Носкова в фототермомангнитный эффект Нернста на градиенте электронной температуры [20]. Данное явление было обнаружено и исследовано в работах Д.Н. Наследова с сотрудниками в 1960–1973 гг. вначале в узкозонном полупроводнике InSb, а затем и в других материалах (InAs, GaSb, GaAs) [20] (см. также ссылки [25–29] в обзоре [9]). Было показано, что наблюдаемый эффект связан с разогревом электронов в условиях сильного $e-e$ взаимодействия и обусловлен экспоненциальной зависимостью времени релаксации фотоэлектронов по энергии на продольных оптических фононах, которое в диапазоне низких температур составляет 10^{-10} – 10^{-11} с. Это явление представляет интерес для создания малоинерционных фотодетекторов слабых сигналов, работающих при охлаждении на эффекте разогрева электронов светом.

4. Особенности процессов ударной ионизации и умножения носителей заряда в наноструктурах с квантовыми точками

Интерес к явлению ударной ионизации в КТ возник в связи с поиском путей увеличения квантового выхода в солнечных фотоэлементах [34,35]. Исследование эффекта умножения носителей заряда в фотоэлементах на основе сплавов $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ ($E_g \approx 0.8$ эВ) показало, что можно ожидать лишь очень слабого (0.5–1%) возрастания квантовой эффективности за счет ударной ионизации горячими носителями [45]. Установлено, что это связано главным образом с преобладанием процесса испускания оптических фононов. Для увеличения квантового выхода в солнечных фотоэлементах было необходимо уменьшить роль оптических фононов в процессе умножения носителей заряда.

Нанокристаллические КТ обладают весьма привлекательными излучательными свойствами. Они демонстрируют высокую квантовую эффективность люминесценции, и при этом положение спектров излучения существенно зависит от размеров нанокристалла благодаря эффекту квантового ограничения носителей заряда [46,47].

В 80-е гг. прошлого столетия в ФТИ им. А.Ф. Иоффе в лаборатории Ж.И. Алфёрова совместно с Берлинским

техническим университетом были начаты работы по созданию технологии выращивания КТ и квантовых проволок на основе соединений InAs–GaAs с помощью методов МОГФЭ и молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) [46–49] с целью разработки низкопороговых лазеров, излучающих в диапазоне длин волн 1.3–1.55 мкм [50,51]. Как отмечалось в Нобелевской лекции Ж.И. Алфёрова [46], лазеры на КТ должны были иметь большое дифференциальное усиление, сверхнизкие значения пороговой плотности тока и отличаться высокой температурной стабильностью. В то же время для создания солнечных фотоэлементов с успехом использовались многослойные гетероструктуры [34,52]. Уже в 1971 г. в ФТИ были созданы первые промышленные солнечные преобразователи на основе системы $p\text{-AlAs-n-GaAs}$ [53], которые начиная с 1974 г. стали устанавливаться на отечественных космических спутниках.

Солнечный спектр содержит фотоны с энергиями 0.5–3.5 эВ. Если энергия фотона превышает ширину запрещенной зоны, то при его поглощении генерируются носители заряда — электроны и дырки. Их избыточная энергия создает эффективную температуру выше температуры кристаллической решетки. Такие носители заряда называются горячими, и их температура может достигать 3000 К при температуре решетки ~ 300 К.

В объемных полупроводниках кинетическая энергия носителей, созданных в процессе ударной ионизации, зависит, в том числе, от их эффективной массы. В КТ энергия, получаемая носителями, определяется структурой уровней размерного квантования и правилами оптических переходов [46].

Исследователями из Национальной лаборатории возобновляемых источников энергии (NREL, США) было предложено использовать эффект ударной ионизации (обратный оже-эффект) для повышения квантовой эффективности солнечных фотоэлементов путем создания горячих носителей в наноструктурах на основе КТ [7,54]. Известно, что в таких структурах энергетический спектр носителей заряда является дискретным, и при малых размерах точек (2–10 нм) расстояние между уровнями становится много больше энергии оптического фонона ≈ 0.03 эВ (так называемый bottleneck effect, эффект „бутылочного горлышка“) [55]. В результате процесс энергетической релаксации подавляется, что приводит к эффекту умножения носителей при освещении светом с большой энергией фотона $h\nu = nE_g$. Это позволяет повысить эффективность умножения, благодаря замедлению скорости рекомбинации горячих носителей за счет квантования электронных уровней. Соответствующие эксперименты были выполнены на нанокристаллах Si/SiO₂, а также коллоидных КТ CdS, CdSe, PbS, PbSe, PbTe [10,56].

В обзоре [7], посвященном созданию и исследованию солнечных фотоэлементов на основе КТ, было показано, что при использовании bottleneck effect в структурах с КЯ и сверхрешетками для заметного разогрева носителей требуется очень большая интенсивность

излучения, чтобы достичь плотности генерированных носителей заряда $> 10^{18}$ см⁻³. Это возможно только с помощью мощного лазерного возбуждения и недостижимо при обычном солнечном освещении. Использование КТ, в которых обеспечено 3D-ограничение носителей, является более предпочтительным [46]. В этом случае замедление охлаждения горячих электронов теоретически возможно даже при очень слабой интенсивности излучения. Этот эффект, называемый в литературе phonon bottleneck, не требует неравновесного распределения фононов, и, следовательно, он позволяет существенно повысить внутреннюю квантовую эффективность в структурах на основе КТ за счет умножения носителей заряда с помощью явления ударной ионизации. При этом важно, чтобы скорость ударной ионизации была больше, чем скорость охлаждения носителей и прямого оже-процесса, т. е. безызлучательной рекомбинации.

В наноструктурах с КТ могут иметь место два эффекта.

1. Как было показано в теоретической работе [57], в силу большого электрон-электронного взаимодействия в момент поглощения света возможно рождение новой пары носителей в той же самой КТ (что делает неприменимой обычную теорию возмущений). При этом появляется дополнительный канал гибели неравновесных носителей (уменьшение времени жизни за счет безызлучательного оже-процесса). Однако оже-процессы в КТ должны сопровождаться многофононными переходами, и поэтому они менее эффективны, чем в объемных материалах.

2. Другой возможный эффект состоит в том, что пара горячих носителей рождается в соседней КТ [58]. В этом случае процесс оже-рекомбинации значительно ослаблен.

На рис. 6 схематически представлены четыре механизма фотоактивации квазисвободных состояний, которые возможны в легированных нанокристаллах в зависимости от энергии фотона [59]. Наибольший по энергии фотон, относящийся к зелено-голубой части спектра, возбуждает как электрон, так и дырку выше порога ионизации (а). Несколько меньший по энергии фотон в результате прямой ионизации переводит валентный электрон в зону проводимости выше порога ионизации (б). Механизм оже-автоионизации заряженных нанокристаллов реализуется, если энергия фотона слегка превышает край полосы поглощения (с). Наименьшие по энергии фотоны ближнего ИК диапазона обеспечивают фотовозбуждение резидентных электронов выше порога ионизации (д).

В солнечных фотоэлементах генерация электронно-дырочных пар при воздействии фотона с энергией, большей ширины запрещенной зоны, сопровождается преобразованием части энергии в тепло. Поэтому в фотоэлементах используют так называемый quantum-cutting процесс, в котором высокоэнергетический фотон „разделяется“ на два или более фотонов с меньшей

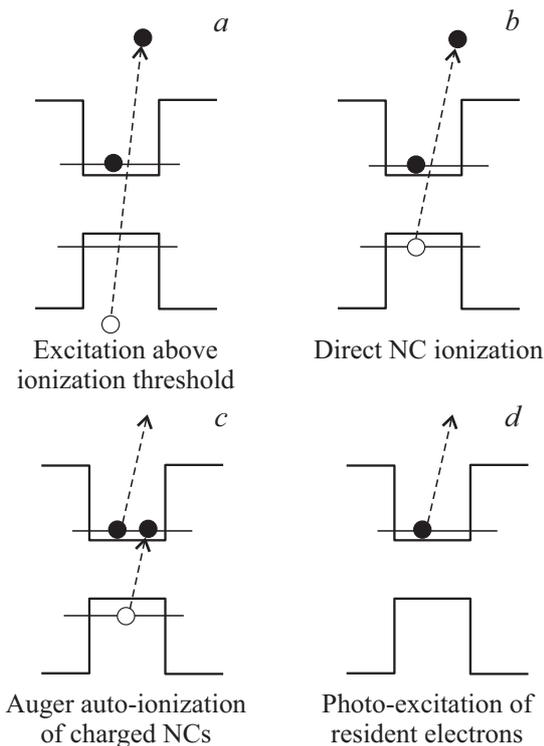


Рис. 6. Четыре механизма фотоактивации квазисвободных состояний в легированных нанокристаллах в зависимости от энергии возбуждающего фотона [59]. Пояснения к рисунку см. в тексте.

энергией. Такая процедура может значительно увеличить квантовую эффективность фотоэлементов на основе Si-нанокристаллов. Например, в работе [58] было продемонстрировано возрастание интенсивности фотолюминесценции за счет эффекта разделения фотонов в Si-нанокристаллах благодаря использованию соседних нанокристаллов, легированных ионами Er^{3+} (см. рис. 7). Теоретическое моделирование электронных и структурных свойств нанокристаллов на основе кремния и германия методом сильной связи представлено в обзоре [11].

Отметим, что интересная возможность усиления последнего эффекта возникает, например, в гетеропереходах II типа, где электроны и дырки пространственно разделены, а оже-рекомбинация существенно подавлена, как это было экспериментально показано в [60].

Экспериментальная проверка возможности повышения квантовой эффективности фотолюминесценции за счет явления ударной ионизации в структурах с КТ на основе CdS, CdSe, PbS, PbSe, PbTe была предпринята в работах [56,61]. Особенности процессов умножения носителей заряда в нанокристаллах с КТ, в том числе с коллоидными точками CdS, были теоретически рассмотрены в работах [10,57].

Авторы наблюдали умножение носителей заряда в нанокристаллах PbSe и PbTe при накачке квантами, энергия которых превышала в 3 раза ширину запрещенной зоны исследованных наноструктур ($E_g \approx 0.8$ эВ).

Расчеты показали увеличение эффективности преобразования энергии на 37% (до 60.3%) при уменьшении прямого порога ионизации до значения $2E_g$ вместо $3E_g$, как показано на рис. 8 [62].

В работе [62] при освещении наноструктуры с КТ PbSe фотонами с энергией около $3.8E_g$ наблюдалось возрастание квантовой эффективности на 220%, а случае $h\nu \approx 8E_g$ прирост квантового выхода составлял 690%. Рождение семи экситонов (т.е. электронно-дырочных связанных состояний) на один поглощенный фотон с энергией $\approx 7.8E_g$ было обнаружено в работе [63].

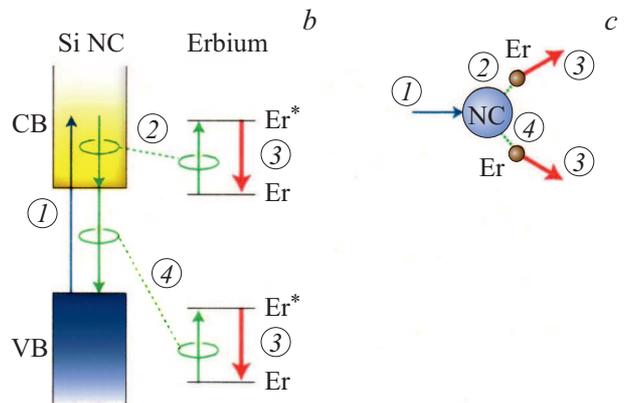
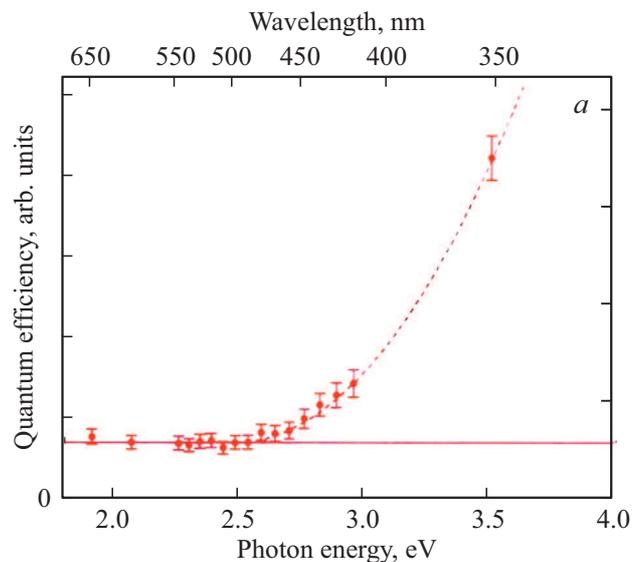


Рис. 7. Пространственное „разделение“ фотона в кремниевом нанокристалле, легированном ионами Er^{3+} . Зависимость относительной квантовой эффективности от энергии фотона (a). Зонная диаграмма (b) и общая схема (c), иллюстрирующие процесс „разделения“ фотона с возбуждением двух близких ионов Er^{3+} : 1 — возбуждение кремниевого нанокристалла высокоэнергетическим фотоном переводит электрон из валентной зоны (VB) в зону проводимости (CB) и создает горячую электронно-дырочную пару, 2 — внутризонный оже-процесс возбуждения иона эрбия за счет избыточной энергии электрона и дырки, 3 — фотолуминесценция иона эрбия, 4 — возбуждение другого иона эрбия за счет внутризонного оже-процесса [58].

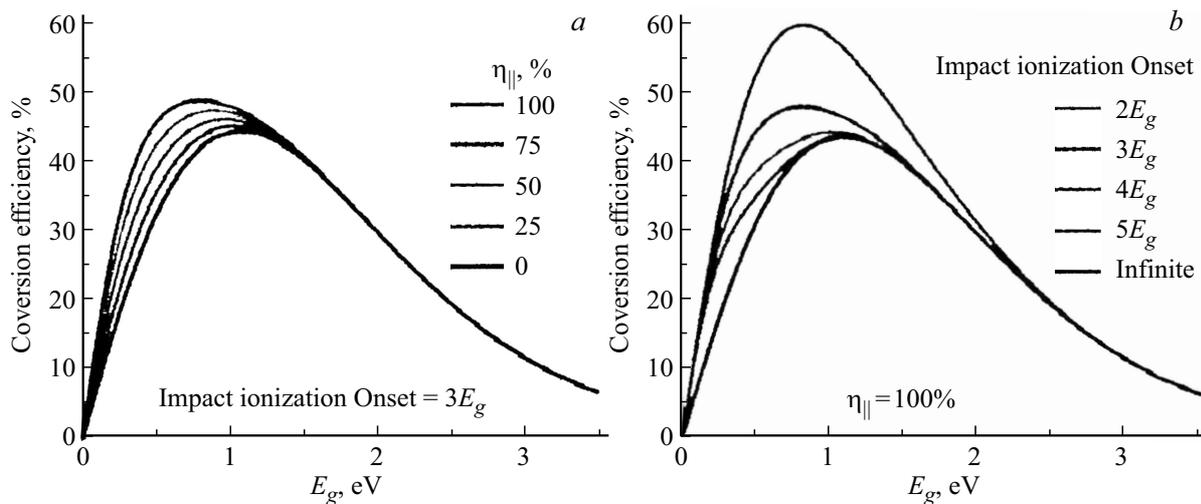


Рис. 8. Расчетная зависимость эффективности преобразования мощности в однокаскадных солнечных элементах от ширины запрещенной зоны материала для различных значений эффективности и порога ударной ионизации [62].

Достигнутые значения квантовой эффективности могут быть дополнительно увеличены за счет возбуждения фотонами с большей энергией или при уменьшении размеров нанокристаллов.

В нанокристаллах на основе пористого кремния, выращенных на подложке монокристаллического кремния, Au/pog Si/p-Si ($E_g = 1.8$ эВ) также наблюдалась раздельная мультиэкситонная генерация двух „горячих“ электронно-дырочных пар и двукратное возрастание интенсивности фотолюминесценции в спектральном диапазоне 1.6–2.4 эВ при освещении высокоэнергетическими фотонами с энергией > 3.5 эВ, обусловленное ударной ионизацией [64].

Трудность практического использования гетероструктур на КТ для получения стимулированного излучения и большого оптического усиления в режиме одноэкситонной генерации связана с высокой скоростью процессов оже-рекомбинации (порядка пико- и фемтосекунд) в таких структурах. В работе [65] данное ограничение удалось преодолеть за счет использования гибридных гетеронанокристаллов II типа CdS/ZnSe ($E_g = 2.485$ эВ/2.72 эВ). Предложенный оригинальный подход, основанный на использовании преимуществ гетероструктур II типа, связан с пространственным разделением электронов и дырок в „ядре“ (CdS) и „оболочке“ (ZnSe) нанокристалла соответственно. Вследствие дисбаланса между положительными и отрицательными зарядами создается локальное электрическое поле, которое приводит к большому эффекту Штарка (~ 100 мэВ) в спектрах поглощения и гигантскому оптическому усилению за счет генерации одиночных экситонов. В результате в структуре на основе нанокристаллов CdS/ZnSe впервые наблюдалось оптическое усиление благодаря стимулированному излучению в одноэкситонном режиме, что позволило обойти сложности, обусловленные процессами ультрабыстрой мультиэкситонной оже-рекомбинации в нанокристаллах.

Исследование фундаментальных свойств низкоразмерных структур с самоорганизующимися КТ на основе узкозонных полупроводниковых соединений $A^{III}B^V$ (InAs, InSb, InAsSbP и GaInAsSb) и гетероструктур II типа на их основе, выращенных как методом ЖФЭ, так и МОГФЭ, и изучение их излучательных и фотоэлектрических характеристик в среднем ИК диапазоне также проводились в ФТИ им. А.Ф. Иоффе [66]. Были созданы прототипы светоизлучающих приборов на основе гетероструктур с квантовыми штрихами InSb, помещенными в изотипную матрицу InAs, которые работали при комнатной температуре на длине волны 3.62 мкм [67].

Описанные в данном разделе результаты свидетельствуют о большой перспективности наноструктур для решения проблемы увеличения квантового выхода солнечных фотоэлементов за счет эффекта ударной ионизации. Кроме того, применение структур с КТ в оптоэлектронных приборах (оптических усилителях, лазерах, фотодетекторах и др.) обеспечит ряд дополнительных преимуществ. Например, использование КТ в лавинных фотодиодах в качестве насыщающегося поглотителя позволяет увеличить коэффициент умножения [62].

5. Суперлинейная люминесценция, обусловленная ударной ионизацией в объемных гетероструктурах II типа с высокими потенциальными барьерами

В настоящем разделе мы рассмотрим использование гетеропереходов II типа для увеличения оптической мощности в светоизлучающих структурах ИК диапазона и получения суперлинейной ЭЛ за счет разогрева электронов посредством ударной ионизации [68]. Важным преимуществом гетеропереходов II типа по сравнению со структурами на КТ является, во-первых,

пространственное разделение носителей заряда на гетерогранице, что позволяет получать более длинноволновое излучение за счет туннельных переходов через гетерограницу и, во-вторых, использование узкозонных полупроводников (InAs, InSb и их твердых растворов) [5], в которых эффективная масса электронов много меньше эффективной массы дырок, что приводит к значительному снижению порога ударной ионизации.

Впервые суперлинейное возрастание интенсивности ЭЛ и увеличение оптической мощности от тока степенным образом было обнаружено нами в изотипной гетероструктуре с высоким потенциальным барьером $n\text{-GaSb}/n\text{-AlGaAsSb}/n^+\text{-InGaAsSb}$ при низких температурах 4.2 и 77 К [69]. Наблюдаемая нелинейная зависимость интенсивности излучения от тока была объяснена образованием дополнительных электронно-дырочных пар в узкозонном слое $n\text{-InGaAsSb}$ ($E_g = 0.29$ эВ) за счет ударной ионизации электронами, разогретыми на скачке потенциала в зоне проводимости $\Delta E_c = 1.1$ эВ на гетерогранице между $n\text{-AlGaAsSb}$ и $n\text{-InGaAsSb}$ ($\Delta E_c \gg E_{g\text{InGaAsSb}}$).

Ранее в работе [29] было отмечено, что если величина скачка потенциала на гетерогранице (например, ΔE_c) превышает пороговую энергию ионизации электронов в узкозонном материале, то уже при нулевом смещении электроны, создаваемые светом в широкозонном материале вблизи данной гетерограницы, обладают энергией, достаточной для создания электронно-дырочной пары. Это приводит к увеличению квантовой эффективности при нулевом смещении и позволяет существенно снизить величину отрицательного смещения, необходимого для начала лавинного умножения носителей, по сравнению с гомо- $p-n$ -переходами в широкозонном материале. При этом для того чтобы электроны могли использовать энергию скачка потенциала, необходимо иметь резкую гетерограницу [70].

Нужно отметить, что использование больших разрывов в зоне проводимости или в валентной зоне между широкозонным барьером и узкозонной активной областью применялось при создании лазеров на основе гетеропереходов II типа для ИК области спектра с целью улучшения их излучательных характеристик [71]. Новая физическая концепция лазера, предложенная А.А. Рогачевым и А.М. Монаховым в работах [72–74], заключалась в использовании асимметричной гетероструктуры с широкозонными ограничительными слоями для формирования гетероперехода I типа в $n-p$ -структуре II типа, как показано на рис. 9. Благодаря этому достигалось существенное улучшение генерационных характеристик, подавление инжекционных и безызлучательных потерь, низкий пороговый ток, а также слабая температурная зависимость. Этот лазер сочетал в себе преимущества лазеров I и II типов. Однако данный метод ранее не использовался в светоизлучающих структурах для разогрева носителей заряда на скачке потенциала на гетерогранице с целью создания дополнительных

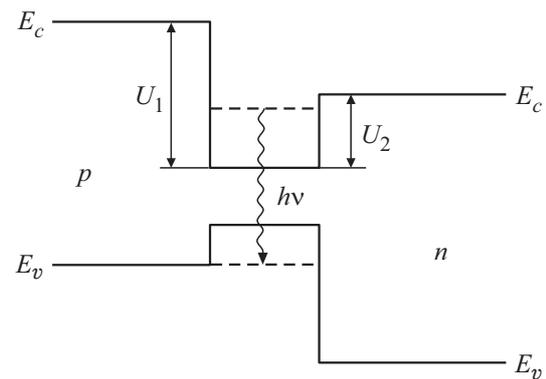


Рис. 9. Схематическая зонная диаграмма асимметричной лазерной гетероструктуры [73]. Пояснения к рисунку см. в тексте.

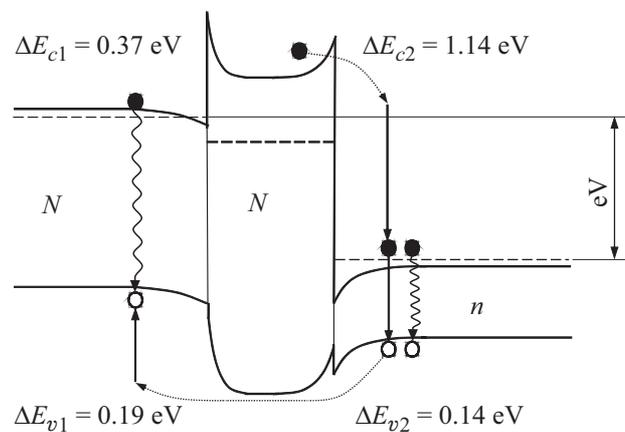


Рис. 10. Зонная диаграмма изотипной гетероструктуры $n\text{-GaSb}/n\text{-AlGaAsSb}/n\text{-InGaAsSb}$ при прямом смещении („+“ потенциал приложен к слою $n\text{-InGaAsSb}$, „-“ потенциал — к подложке $N\text{-GaSb}$).

электронно-дырочных пар, достижения суперлинейной ЭЛ и увеличения оптической мощности посредством ударной ионизации.

Исследование ЭЛ характеристик светоизлучающих диодов на основе гетероструктур с высокими потенциальными барьерами на гетерограницах, выращенных методом ЖФЭ на подложке $n\text{-GaSb}$, было впервые проведено нами при температурах 300 и 77 К в работах [12,68]. Изучались два типа светоизлучающих структур: изотипная гетероструктура $n\text{-GaSb}/n\text{-AlGaAsSb}/n\text{-InGaAsSb}$ и анизотипная гетероструктура $n\text{-GaSb}/n\text{-InGaAsSb}/p\text{-AlGaAsSb}$. Обе структуры представляют собой гетеропереходы II типа.

На рис. 10 представлена зонная диаграмма изотипной структуры $n\text{-GaSb}/n\text{-AlGaAsSb}/n\text{-InGaAsSb}$ при приложении положительного потенциала к узкозонному слою $n\text{-InGaAsSb}$ относительно подложки $N\text{-GaSb}$. В этом случае высокий барьер для электронов на границе $n\text{-AlGaAsSb}/n\text{-InGaAsSb}$ смещается в прямом направле-

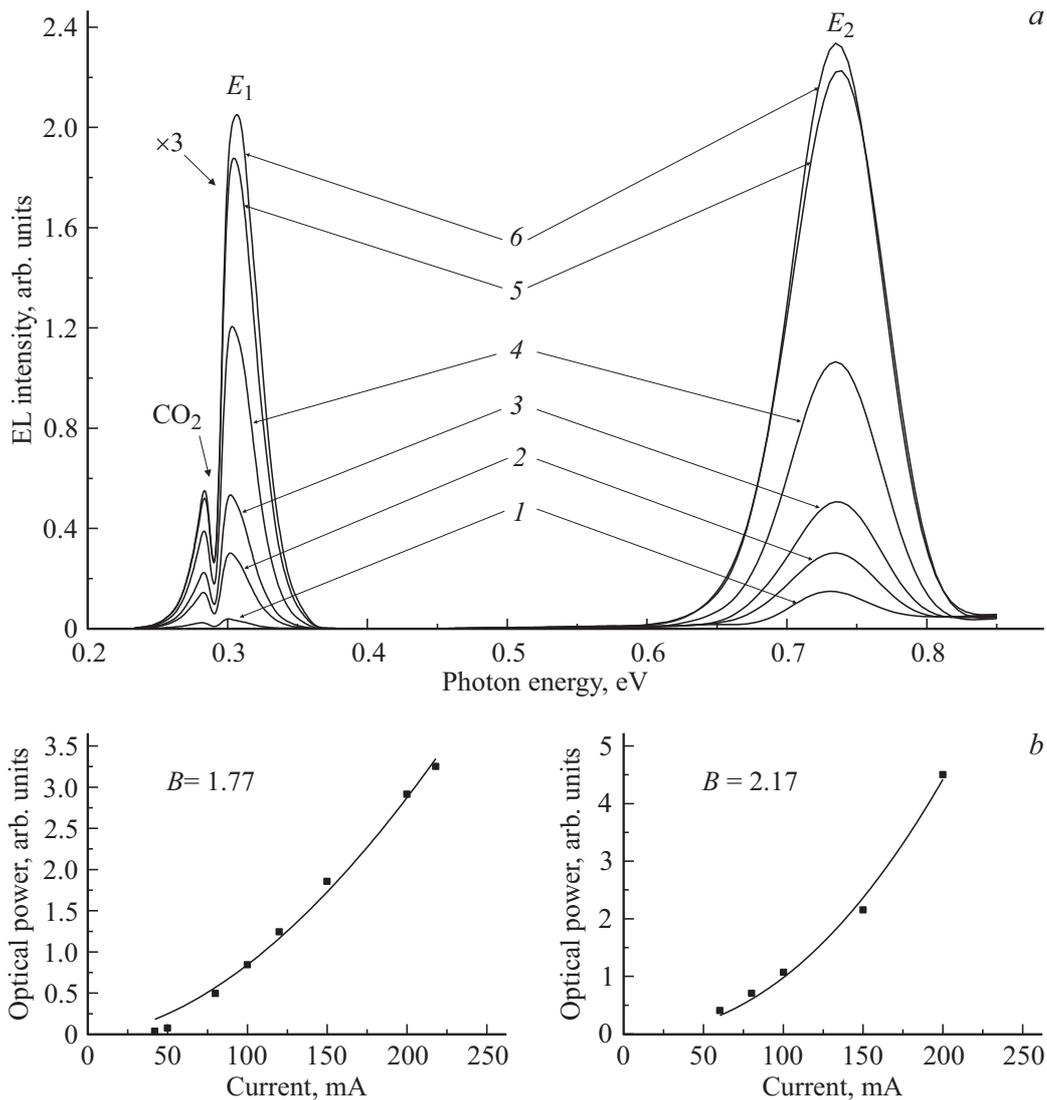


Рис. 11. Спектры электролюминесценции изотипной гетероструктуры $n\text{-GaSb}/n\text{-AlGaAsSb}/n\text{-InGaAsSb}$ при температуре $T = 77\text{ K}$ (ток накачки: 1 — 60, 2 — 80, 3 — 100, 4 — 150, 5 — 200, 6 — 218 мА) (а) и зависимости мощности электролюминесценции от тока для полос E_1 и E_2 (б).

нии и сильно понижается. Поскольку скачок потенциала в зоне проводимости на данной гетерогранице составляет $\Delta E_c = 1.14\text{ эВ}$, электроны оказываются способны к ударной ионизации узкозонного слоя InGaAsSb , ширина запрещенной зоны которого равна $E_g = 0.282\text{ эВ}$ при $T = 300\text{ K}$ и $E_g = 0.34\text{ эВ}$ при $T = 77\text{ K}$, а пороговая энергия ионизации электронов составляет $\varepsilon_{ie} \approx E_g$. Это приводит к суперлинейной зависимости интенсивности ЭЛ от тока накачки в диапазоне 50–220 мА и увеличению квантовой эффективности и оптической мощности светодиодов на основе данной гетероструктуры.

В спектрах ЭЛ изотипной гетероструктуры $n\text{-GaSb}/n\text{-AlGaAsSb}/n\text{-InGaAsSb}$ при температуре $T = 77\text{ K}$ наблюдались две полосы излучения, максимумы которых соответствовали энергиям фотона $E_1 \approx 0.30$ и $E_2 \approx 0.74\text{ эВ}$ (см. рис. 11, а). Эти значения близки к

ширине запрещенной зоны узкозонного слоя $n\text{-InGaAsSb}$ и подложки $n\text{-GaSb}$ соответственно. Оптическая мощность ЭЛ росла суперлинейно с увеличением тока для обеих полос (рис. 11, б). Зависимость мощности (P) от тока накачки (I) описывалась степенным законом: $P = A \cdot I^B$, где значения показателя степени были равны $B \approx 1.77$ и 2.17 для полос E_1 и E_2 соответственно. При комнатной температуре наблюдалась одна полоса (E_1) с максимумом $\sim 0.28\text{ эВ}$, что соответствует ширине запрещенной зоны узкозонного слоя. Интенсивность данной полосы росла практически линейно с увеличением тока накачки. По-видимому, такая зависимость обусловлена возрастанием влияния процесса оже-рекомбинации при повышении температуры [75].

Как видно из зонной энергетической диаграммы (рис. 10), в изотипной структуре $n\text{-GaSb}/n\text{-AlGaAsSb}/$

n -InGaAsSb в состоянии термодинамического равновесия практически отсутствуют дырки. При приложении прямого смещения („–“ потенциал — на подложке n -GaSb) электроны поступают из широкозонного слоя n -AlGaAsSb в узкозонный слой n -InGaAsSb разогретыми за счет большого скачка потенциала в зоне проводимости ΔE_c на N - n -гетерогранице.

Расчетные значения пороговой энергии ионизации для электронов и тяжелых дырок в слое InGaAsSb составляли $\varepsilon_{ie} \approx 0.34$ эВ ($\sim E_g$) и $\varepsilon_{ih} \approx 0.68$ эВ ($\sim 2E_g$) при $T = 77$ К. Таким образом, скачок потенциала в зоне проводимости значительно превышал пороговую энергию ионизации электронов ($\Delta E_c = 1.14$ эВ $\gg \varepsilon_{ie}$) и, следовательно, возможен процесс ударной ионизации электронами в узкозонном материале, в результате которого в слое n -InGaAsSb создаются дополнительные электронно-дырочные пары [21]. При этом некоторая часть этих дырок излучательно рекомбинирует с электронами в узкозонном слое, давая вклад в полосу E_1 , а другая их часть туннелирует через узкий барьер на гетерогранице II типа n -InGaAsSb/ n -GaSb в подложку, где вносит вклад в полосу E_2 за счет излучательной рекомбинации с электронами. Дырки, которые попадают в подложку n -GaSb, тоже являются „горячими“, приобретая энергию > 0.83 мэВ за счет суммы скачков потенциала на гетерограницах ($\Delta E_v = 0.14$ эВ для n -AlGaAsSb/ n -InGaAsSb, $\Delta E_v = 0.19$ эВ для n -GaSb/ n -AlGaAsSb) и приложенного положительного смещения, величина которого превышает 500 мВ. В связи с этим в подложке n -GaSb может происходить ударная ионизация дырками, приводящая к созданию дополнительных носителей, что и объясняет суперлинейный рост интенсивности полосы E_2 при температуре 77 К.

Следует отметить, что в светодиодных структурах на основе n -GaSb/ n -GaInAsSb/ p -AlGaAsSb с высоким содержанием Ga в активной области (~ 78 – 95% , $E_g \approx 0.6$ эВ), излучающих на длине волны ~ 2.0 мкм, в которых нет больших скачков потенциала на гетерограницах, превышающих пороговые энергии ионизации носителей в активном слое, наблюдаются линейная и сублинейная зависимости интенсивности излучения от тока накачки [76,77].

6. Суперлинейная люминесценция в наноструктурах I типа с глубокими квантовыми ямами

Излучательные характеристики гетероструктур с КЯ Al(As)Sb/InAsSb интенсивно исследуются в последние годы, поскольку глубокие КЯ позволяют получить хорошее оптическое ограничение благодаря большому скачку потенциала на гетерогранице [6,78]. Такие материалы перспективны для создания оптоэлектронных приборов, работающих в среднем ИК диапазоне на межподзонных переходах между электронными состояниями (светодиодов, квантово-каскадных лазеров, фотодиодов), для задач

экологического мониторинга, анализа промышленных и природных газов, медицинской диагностики [9,79–81]. Однако оптическая мощность светоизлучающих приборов на основе узкозонных полупроводников и их твердых растворов лимитируется процессами безызлучательной оже-рекомбинации [1], поэтому задача увеличения квантовой эффективности таких светоизлучающих структур является весьма актуальной. Возможность использования явления ударной ионизации для увеличения квантовой эффективности объемных светоизлучающих структур была исследована в работах авторов [9,68,69].

В данном разделе будут описаны экспериментальные и теоретические результаты по обнаружению и исследованию суперлинейной ЭЛ и увеличению оптической мощности в наногетероструктурах I типа с глубокими КЯ на основе GaSb/Al(As)Sb/InAsSb, которые проводились нами совместно с Лабораторией MOVPE Института физики Чешской академии наук (Прага, Чехия) [12,82]. Как и в случае гетероструктур с высокими потенциальными барьерами, которые были описаны в предыдущем разд. 5, наблюдалось значительное возрастание квантовой эффективности ЭЛ и оптической мощности при увеличении тока накачки при прямом смещении. Показано, что использование явления ударной ионизации в наноструктурах с глубокими КЯ может значительно повысить оптическую мощность светоизлучающих приборов, работающих в ближнем и среднем ИК-диапазонах, в том числе при высоких температурах [83].

Исследуемая гетероструктура, выращенная на подложке n -GaSb: Te(100) методом МОГФЭ [84], состояла из одиночной глубокой КЯ на основе нелегированного узкозонного твердого раствора $\text{InAs}_{0.84}\text{Sb}_{0.16}$ ($E_{g300\text{K}} = 0.246$ эВ, $E_{g77\text{K}} = 0.294$ эВ) шириной 5–6 нм, расположенной между двумя барьерами Al(As)Sb шириной по 20 нм, и покрывающего слоя p -GaSb толщиной ~ 0.5 мкм. Особенностью данной структуры было наличие высокого и тонкого (~ 4 монослоя) барьера для дырок AlAs, расположенного между слоем AlSb и КЯ InAsSb [84]. Разрывы потенциала на гетерогранице в зоне проводимости и валентной зоне составляли $\Delta E_c \approx 1.27$ эВ и $\Delta E_v \approx 0.62$ эВ соответственно. Зонная энергетическая диаграмма исследованной квантово-размерной структуры, рассчитанная в рамках четырехзонной модели Кейна [85,86], представлена на рис. 12, а.

Расчет спектра носителей заряда и положения уровней энергии показал, что в КЯ шириной $d = 5$ нм содержатся два электронных уровня и пять уровней тяжелых дырок, энергии которых при $T = 300$ К равны, соответственно, $E_{e1} = 0.394$ эВ, $E_{e2} = 1.22$ эВ и $E_{h1} = 0.029$ эВ, $E_{h2} = 0.047$ эВ (нас будут интересовать только первые два дырочных уровня). Излучательная рекомбинация происходит при переходе носителей между основными уровнями электронов и дырок E_{e1} и E_{h1} . Поскольку в рассматриваемой гетероструктуре время энергетической

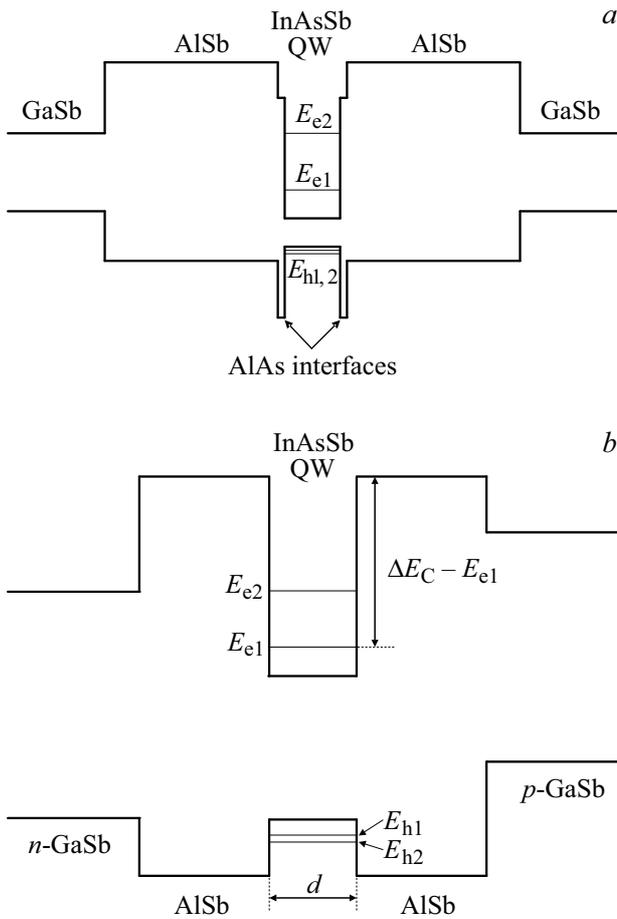


Рис. 12. Зонные энергетические диаграммы наногетероструктур I типа с глубокой квантовой ямой Al(As)Sb/InAsSb/Al(As)Sb (a) и AlSb/InAsSb/AlSb (b) с накрывающим слоем p-GaSb, выращенных на подложке n-GaSb:Te. Энергетические уровни электронов и тяжелых дырок в квантовой яме обозначены как E_{e1} , E_{e2} и E_{h1} , E_{h2} соответственно.

релаксации горячих электронов на уровне E_{e1} и характерное время ударной ионизации ($< 10^{-11} - 10^{-12}$ с) много короче, чем время излучательной рекомбинации ($< 10^{-8} - 10^{-9}$ с), добавочные электроны, созданные в процессе ударной ионизации, аккумулируются на первом электронном уровне и излучательно рекомбинируют с дырками. При этом скорость ударной ионизации в КЯ будет выше, чем в объемных полупроводниковых структурах, вследствие более сильного перекрытия волновых функций. Энергия фотона для излучательного перехода ($E_{e1} - E_{h1}$) определяется как

$$h\nu = E_{e1} + E_{g\text{InAsSb}} + E_{h1}, \quad (6)$$

что составляет $h\nu = 0.669$ эВ при комнатной температуре и $h\nu = 0.717$ эВ при $T = 77$ К.

На рис. 13 представлены спектры ЭЛ для гетероструктуры с КЯ Al(As)Sb/InAsSb/Al(As)Sb, зарегистрированные при температуре $T = 300$ и 77 К для различных величин тока накачки. Экспериментальные значения

положения максимумов ЭЛ составляли $h\nu_{\text{exp}} = 0.634$ и 0.718 эВ при $T = 300$ и 77 К соответственно, что хорошо согласуется с расчетными результатами. Интенсивность излучения при температуре 77 К была в ~ 1.5 раза выше, чем при комнатной температуре для значения тока накачки 150 мА.

Было обнаружено, что интегральная мощность оптического излучения P увеличивалась суперлинейно при изменении тока накачки I и могла быть описана степенным соотношением $P = A \cdot I^B$ (см. рис. 14). Показатель степени B составлял для разных образцов $2-3$ и $1.5-2$ при $T = 300$ и 77 К соответственно. Суперлинейная зависимость интенсивности ЭЛ от тока может быть объяснена созданием дополнительных электронно-дырочных пар благодаря процессу ударной ионизации горячими электронами, разогретыми на большом скачке потенциала $\Delta E_C = 1.27$ эВ на гетерогранице между слоем AlAs и первым электронным уровнем E_{e1} в КЯ. Данное явление можно рассматривать как обратный оже-процесс, для реализации которого необходимым условием является выполнение закона сохранения энергии. Величина скачка $(\Delta E_C - E_{e1})$ должна превышать энергетическое расстояние между основными уровнями

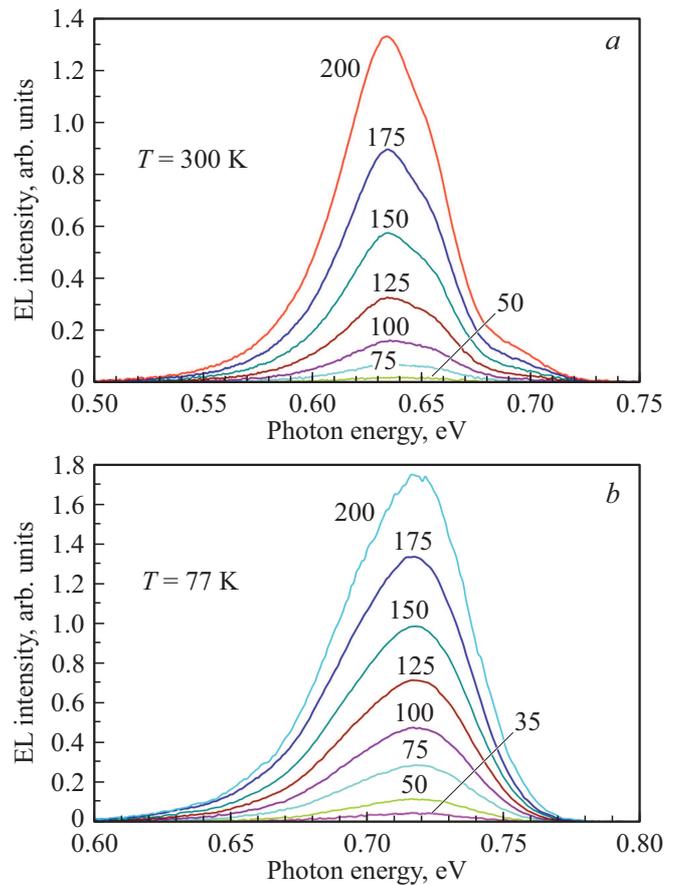


Рис. 13. Спектры электролюминесценции гетероструктуры n-GaSb/Al(As)Sb/InAsSb/Al(As)Sb/p-GaSb при температуре $T = 300$ (a) и 77 К (b) для различных значений тока накачки (в мА), которые указаны рядом с кривыми.

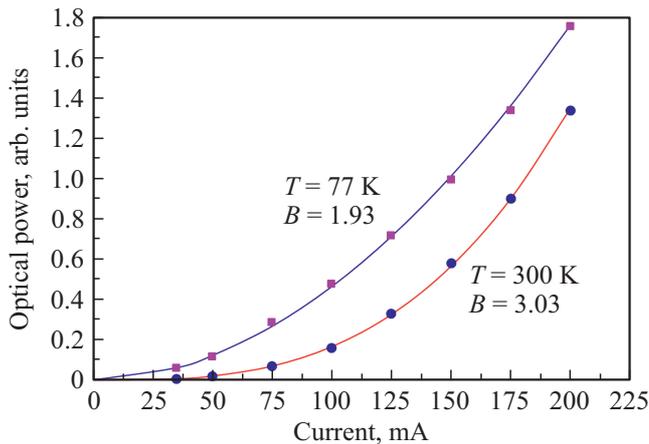


Рис. 14. Зависимость мощности оптического излучения P от тока накачки I при температуре 77 и 300 К для гетероструктуры n -GaSb/Al(As)Sb/InAsSb/Al(As)Sb/ p -GaSb. Точки — экспериментальные данные, кривые — аппроксимация по степенному закону $P = A \cdot I^B$.

электронов и тяжелых дырок в КЯ с учетом ширины запрещенной зоны узкозонного твердого раствора, а также быть больше пороговой энергии ионизации для электронов [82]:

$$\begin{aligned}
 (\Delta E_c - E_{e1}) &= 0.876 \text{ эВ} > (E_{e1} + E_{g\text{InAsSb}} + E_{h1}) \\
 &= 0.669 \text{ эВ при } T = 300 \text{ К,} \\
 (\Delta E_c - E_{e1}) &= 0.877 \text{ эВ} > (E_{e1} + E_{g\text{InAsSb}} + E_{h1}) \\
 &= 0.717 \text{ эВ при } T = 77 \text{ К.} \quad (7)
 \end{aligned}$$

Уменьшение показателя степени B в выражении $P = A \cdot I^B$, наблюдавшееся в эксперименте при понижении температуры, объясняется увеличением ширины запрещенной зоны $E_{g\text{InAsSb}}$, что приводит к росту пороговой энергии, необходимой для начала процесса ударной ионизации, и снижает вероятность создания добавочных электронно-дырочных пар.

Теоретически была оценена возможность ударной ионизации в КЯ Al(As)Sb/InAsSb/Al(As)Sb при температуре 300 К в зависимости от ширины ямы d [82].

1. Для КЯ шириной $4.2 \text{ нм} < d < 6.6 \text{ нм}$ закон сохранения энергии допускает создание только одной электронно-дырочной пары, поскольку в этом случае $(\Delta E_c - E_{e1}) > (E_{e1} + E_{g\text{InAsSb}} + E_{h1})$.

2. Для ямы размером $6.6 \text{ нм} < d < 10 \text{ нм}$ возможно рождение двух электронно-дырочных пар, в силу условия $(\Delta E_c - E_{e1}) > 2(E_{e1} + E_{g\text{InAsSb}} + E_{h1})$.

3. Если КЯ достаточно узкая ($d < 4.2 \text{ нм}$), то ударная ионизация невозможна, так как условие для пороговой энергии ионизации электронов не выполнено.

Отметим, что если энергия налетающего электрона сравнивается с энергетическим расстоянием между основными уровнями электронов и дырок в КЯ (E_{e1} и E_{h1}), становится возможной „резонансная“ ударная ионизация

дырками из спин-орбитально отщепленной зоны, как и в объемных полупроводниках типа InAs и GaSb, в которых ширина запрещенной зоны близка к энергии спин-орбитального расщепления ($E_g \approx \Delta$) [25].

Таким образом, наши оценки подтверждают, что наблюдаемое в эксперименте степенное (в 2–3 раза) увеличение оптической мощности при изменении тока накачки в диапазоне 20–200 мА в наногетероструктурах с глубокими КЯ Al(As)Sb/InAsSb/Al(As)Sb обусловлено процессом ударной ионизации. При этом величина показателя нелинейности B превосходит значения, наблюдавшиеся в объемных изотипных и анизотипных гетероструктурах с высокими потенциальными барьерами, выращенных на подложках GaSb (см. разд. 5). Полученные результаты позволяют улучшить параметры светоизлучающих приборов (светодиодов и лазеров) [12], работающих в ИК-диапазоне, а также солнечных фотоэлементов и фотовольтаических элементов [7]. Кроме того, использование разогрева электронов на скачке потенциала в зоне проводимости в наноструктурах с глубокой КЯ позволяет снизить пороговую величину обратного смещения в лавинных фотодиодах и реализовать процесс умножения носителей при приложении более слабого электрического поля [87].

7. Электролюминесценция и температурная трансформация зонной диаграммы в наноструктурах I типа с глубокими квантовыми ямами

В настоящем разделе мы рассмотрим особенности излучательной рекомбинации и суперлинейной ЭЛ, обусловленной ударной ионизацией, в наноструктурах с глубокой КЯ AlSb/InAsSb/AlSb, выращенных методом МОГФЭ [88,89] без промежуточных слоев AlAs на гетерогранице между широкозонными барьерами и КЯ [90,91].

Исследованная структура включала в себя подложку n -GaSb: Te(100) с концентрацией электронов $n \approx 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, два барьерных слоя AlSb толщиной по 17 нм, КЯ InAs_{0.88}Sb_{0.12} шириной $d \approx 5$ –6 нм и покрывающий слой p -GaSb толщиной 0.4 мкм. Ширина запрещенной зоны твердого раствора InAsSb составляла $E_{g300\text{К}} = 0.267 \text{ эВ}$, $E_{g77\text{К}} = 0.310 \text{ эВ}$. Данная гетероструктура отличалась от структуры, рассмотренной в разд. 6, отсутствием высоких ограничительных барьеров AlAs в валентной зоне.

Расчет параметров зонной энергетической диаграммы гетероструктуры n -GaSb/AlSb/InAsSb/AlSb/ p -GaSb, которая представлена на рис. 12, *b*, был выполнен с помощью методики, описанной в работе [86]. Согласно расчету, при комнатной температуре в КЯ имеется два уровня электронов и два уровня тяжелых дырок: $E_{e1} = 0.376 \text{ эВ}$, $E_{e2} = 1.116 \text{ эВ}$, $E_{h1} = 0.017 \text{ эВ}$, $E_{h2} = 0.067 \text{ эВ}$. Значения

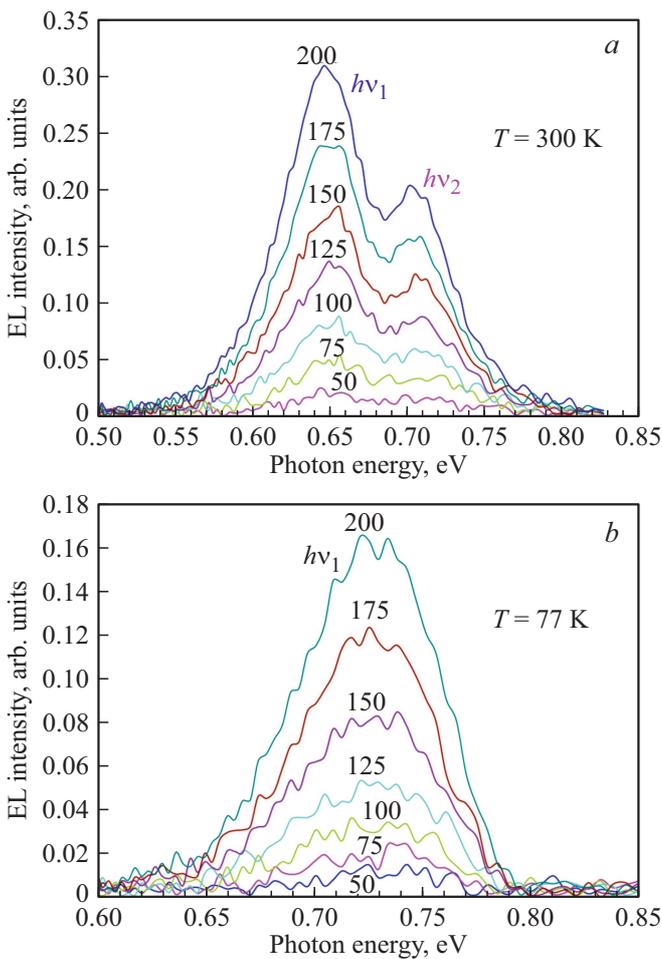


Рис. 15. Спектры электролюминесценции для гетероструктуры n -GaSb/AlSb/InAs_{0.88}Sb_{0.12}/AlSb/ p -GaSb при температуре $T = 300$ (a) и 77 К (b) для различных значений тока накачки (в мА), которые указаны рядом с кривыми.

отсечек в зоне проводимости и в валентной зоне AlSb составляли $\Delta E_c = 1.205$ эВ и $\Delta E_v = 0.145$ эВ. При низкой температуре ($T = 77$ – 90 К) в КЯ имеются два уровня электронов и только один уровень тяжелых дырок: $E_{e1} = 0.395$ эВ, $E_{e2} = 1.174$ эВ, $E_{h1} = 0.015$ эВ. Значения разрывов в зоне проводимости и валентной зоне при этом были равны $\Delta E_c = 1.274$ эВ, $\Delta E_v = 0.098$ эВ.

При малых токах прямая ветвь вольт-амперной характеристики (ВАХ), измеренной при температуре $T = 300$ и 77 К, описывалась экспоненциальной зависимостью $I = I_0 \exp(eU/kT\eta)$. Параметр неидеальности ВАХ составлял $\eta_{77\text{К}} \approx 8$ – 10 и $\eta_{300\text{К}} \approx 2.5$ – 3.5 , что свидетельствовало о туннельном транспорте носителей заряда в гетероструктуре [90].

Спектральные характеристики ЭЛ в зависимости от тока накачки представлены на рис. 15. При комнатной температуре спектры ЭЛ состояли из двух полос с максимумами $hv_{1\ 300\text{К}} = 0.645$ эВ и $hv_{2\ 300\text{К}} = 0.70$ эВ (см. рис. 15, a). Первая из этих полос (hv_1) обусловлена излучательными переходами между основным уровнем

электронов E_{e1} и первым уровнем тяжелых дырок E_{h1} в КЯ, а вторая полоса (hv_2) соответствует переходам с электронного уровня E_{e1} на второй дырочный уровень E_{h2} . Удивительным фактом было то, что при низкой температуре $T = 77$ К в спектрах ЭЛ наблюдалась лишь одна полоса с энергией фотона в максимуме $hv_{1\ 77\text{К}} = 0.730$ эВ (рис. 15, b). Температурный сдвиг максимума спектра ЭЛ для полосы hv_1 в диапазоне 300–77 К составлял 85 мэВ.

Для объяснения необычного поведения полосы hv_2 была подробно исследована температурная зависимость спектров ЭЛ для наногетероструктуры n -GaSb/AlSb/InAsSb/AlSb/ p -GaSb в диапазоне 77–300 К, что позволило выявить ряд интересных особенностей в поведении ЭЛ характеристик. Зависимости энергии фотона в максимуме спектра ЭЛ от температуры для двух полос, обусловленных излучательными переходами с участием первого и второго уровней тяжелых дырок (hv_1 и hv_2 соответственно) показаны на рис. 16. При низких температурах $T < 180$ К наблюдается лишь одна полоса ЭЛ (hv_1), тогда как второй пик исчезает. Полоса hv_2 , соответствующая переходу $E_{e1} - E_{h2}$, проявляется только при достаточно высокой температуре $T > 180$ – 200 К, причем ее интенсивность возрастает по мере увеличения температуры.

Анализ зонной диаграммы позволил объяснить эффект трансформации спектров ЭЛ, наблюдаемой при понижении температуры. На основании теоретических расчетов был сделан вывод об изменении с температурой относительного положения второго уровня тяжелых дырок E_{h2} и величины отсечки в валентной зоне ΔE_v на гетерогранице InAsSb/AlSb. По мере понижения температуры от комнатной до 77 К значение отсечки ΔE_v уменьшается и сравнивается с энергетическим положением второго дырочного уровня $E_{h2} = 0.088$ эВ

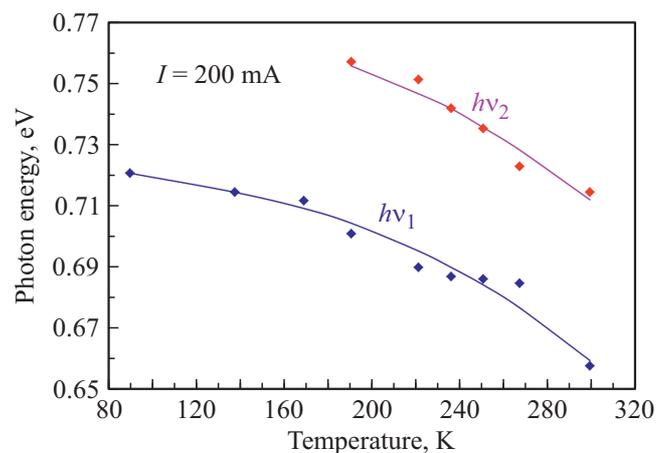


Рис. 16. Температурная зависимость энергии фотона в максимуме спектров электролюминесценции для двух полос, обусловленных излучательными переходами с первого уровня электронов на первый (hv_1) и второй (hv_2) уровни тяжелых дырок в квантовой яме AlSb/InAsSb/AlSb. Ток накачки $I = 200$ мА.

при $T \approx 190$ К. Вследствие этого при температуре $< 180\text{--}200$ К в КЯ для тяжелых дырок остается единственный уровень E_{h1} . Поскольку при таких температурах переход на второй дырочный уровень E_{h2} становится невозможным, в спектрах ЭЛ наблюдается только одна полоса, соответствующая излучательному переходу $E_{e1} - E_{h1}$ [92].

Следует отметить, что по мере понижения температуры смещаются вниз оба уровня тяжелых дырок в КЯ, а ширина запрещенной зоны увеличивается. В результате при $T < 180$ К, когда уровень E_{h2} опускается ниже потолка валентной зоны барьера AlSb, уровень E_{h1} оказывается ниже квазиуровня Ферми для дырок в накрывающем слое p -GaSb, что приводит к изменению типа излучательных переходов, происходящих с участием первого дырочного уровня. Как видно из рис. 15, при криогенной температуре интенсивность полосы $h\nu_1$ в спектре ЭЛ была в 1.5–2 раза ниже, чем при комнатной. Кроме того, при понижении температуры полуширина указанной полосы увеличивалась, а ее высокоэнергетический край становился более резким. В то же время при повышении температуры от ~ 180 К до комнатной у этой полосы появлялся размытый длинноволновый „хвост“, что соответствует гетеропереходу I типа. Таким образом, с учетом туннельного характера протекания тока и высоких значений коэффициента неидеальности можно предположить, что при низкой температуре происходит переход от прямой излучательной рекомбинации I типа к непрямой (туннельной) рекомбинации II типа. На существование таких переходов было обращено внимание в обзоре [3], посвященном рекомбинационным свойствам ступенчатых гетеропереходов. Данный эффект был экспериментально продемонстрирован ранее на примере бинарных соединений GaAs/AlSb и сверхрешеток на их основе [93], а также разьединенных гетеропереходов II типа InAs/GaSb [94]. Важной особенностью гетеропереходов II типа является возможность излучательной рекомбинации носителей, расположенных в разных слоях гетероструктуры. В нашем случае при низких температурах происходит излучательная рекомбинация электронов, локализованных в КЯ на основном уровне E_{e1} , с тяжелыми дырками, находящимися на интерфейсе AlSb/ p -GaSb, благодаря туннелированию электронов через барьер AlSb [95]. Таким образом, при $T < 180$ К вследствие температурной трансформации зонной диаграммы мы можем наблюдать в гетероструктуре I типа AlSb/InAsSb/AlSb рекомбинационное излучение II типа.

Как и в случае структур, рассмотренных в предыдущих разд. 5 и 6, в наноструктуре n -GaSb/AlSb/InAsSb/AlSb/ p -GaSb наблюдался суперлинейный рост интенсивности ЭЛ при увеличении тока накачки. Зависимость оптической мощности от тока при $T = 300$ К аппроксимировалась степенной функцией $P = A \cdot I^B$, где показатель степени был равен $B = 1.72$ для полосы $h\nu_1$ и $B = 1.78$ для полосы $h\nu_2$. При температуре 77 К для единственной полосы $h\nu_1$ данный параметр составлял

$B = 1.71$. Как было показано в разд. 6, эффект суперлинейного возрастания оптической мощности обусловлен возникновением дополнительных электронно-дырочных пар вследствие ударной ионизации. При переходе на основной квантовый уровень E_{e1} электрон, разогретый на скачке потенциала в зоне проводимости ΔE_c между барьером AlSb и узкозонным слоем InAsSb, получает энергию, которая превышает пороговую энергию ионизации электронами в КЯ.

Как показывает расчет [90], при комнатной температуре для каждого из переходов $E_{e1} - E_{h1}$ и $E_{e1} - E_{h2}$ закон сохранения энергии допускает создание одной горячей электронно-дырочной пары, что обеспечивает степенной рост интенсивности в обеих полосах ЭЛ $h\nu_1$ и $h\nu_2$ соответственно. При температуре $T = 77$ К для единственного излучательного перехода $E_{e1} - E_{h1}$ пороговое условие по энергии также оказывается выполненным, и поэтому наблюдается суперлинейное возрастание оптической мощности для одиночной полосы $h\nu_1$.

Таким образом, исследование ЭЛ характеристик в интервале температур 77–300 К для наногетероструктуры I типа с КЯ AlSb/InAs_{0.88}Sb_{0.12}/AlSb позволило определить особенности температурной трансформации ее зонной диаграммы, установить роль первого и второго дырочных уровней в процессе излучательной рекомбинации и дать объяснение переходу от излучательной рекомбинации I типа при комнатной температуре к рекомбинации II типа при криогенной температуре.

Полученные результаты представляют интерес для создания высокоэффективных светоизлучающих оптоэлектронных приборов, работающих в ближнем и среднем ИК диапазонах в широком диапазоне температур 77–300 К.

8. Электролюминесценция и голубое смещение спектра, обусловленные непрямой (туннельной) рекомбинацией, в наноструктуре с одиночной квантовой ямой

В данном разделе обсуждаются результаты дальнейшего исследования ЭЛ свойств наноструктур n -GaSb/AlSb/InAsSb/AlSb/ p -GaSb с глубокими КЯ, выращенных методом МОГФЭ [88,89]. Впервые в такой структуре при увеличении тока накачки наблюдались необычно большой голубой сдвиг максимума спектра ЭЛ (~ 100 мэВ), а также изменение формы спектра и уменьшение его ширины. Установлен туннельный характер излучательных рекомбинационных переходов [96].

Двойные асимметричные гетероструктуры с глубокой КЯ AlSb/InAsSb/AlSb и накрывающим слоем p -GaSb: Zn толщиной 0.4 мкм были выращены на подложке n -GaSb: Te(100). Для улучшения качества структуры между подложкой n -GaSb и первым барьером AlSb выращивались два буферных слоя n -GaSb с различной степенью легирования и суммарной толщиной ~ 0.25 мкм. КЯ была

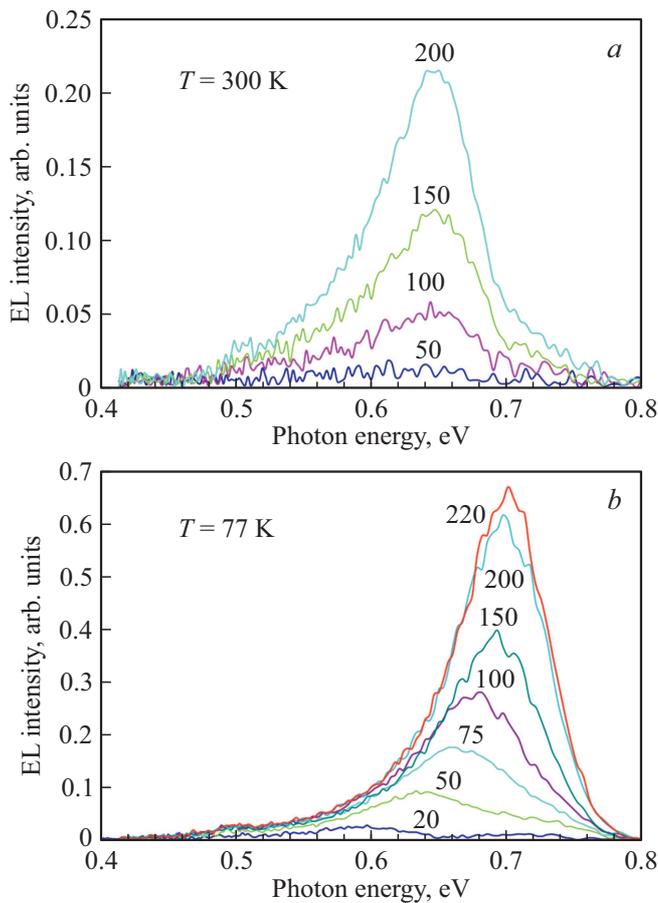


Рис. 17. Спектры электролюминесценции гетероструктуры $n\text{-GaSb/AlSb/InAs}_{0.83}\text{Sb}_{0.17}/\text{AlSb}/p\text{-GaSb}$ при температуре $T = 300$ (a) и 77 K (b) для различных значений тока накачки (в мА), которые даны рядом с кривыми.

выращена с использованием нелегированных материалов и состояла из узкозонного слоя $\text{InAs}_{1-x}\text{Sb}_x$ шириной $d = 5\text{--}6\text{ нм}$ и двух широкозонных барьерных слоев AlSb толщиной по 17 нм . При выращивании тройного раствора InAsSb содержание Sb в газовой фазе составляло $x = 17\%$, что позволило сформировать гетеропереход I типа на границе раздела AlSb/InAsSb . Были исследованы ВАХ и спектральные ЭЛ характеристики, а также зависимость оптической мощности от тока возбуждения в диапазоне температур $77\text{--}300\text{ K}$.

Прямая ветвь ВАХ содержала два участка, каждый из которых аппроксимировался экспоненциальной зависимостью $I = I_0 \exp(eU/kT\eta)$. На первом участке ВАХ в диапазоне токов от 1 до 70 мА коэффициент неидеальности был равен $\eta_{300\text{ K}} = 2.0\text{--}2.1$ и $\eta_{77\text{ K}} = 8.5\text{--}8.6$. На втором участке (при $I > 80\text{ мА}$) коэффициент неидеальности возрастал приблизительно вдвое: $\eta_{300\text{ K}} = 3.6\text{--}3.8$ и $\eta_{77\text{ K}} = 18.8\text{--}19.8$. Указанные особенности ВАХ говорили о туннельном механизме протекания темного тока в гетероструктуре.

Спектры ЭЛ при различных токах накачки и температурах $T = 300$ и 77 K представлены на рис. 17. При

комнатной температуре (рис. 17, a) спектры ЭЛ имели слегка асимметричную форму с более резким высокоэнергетическим краем. Максимум спектров соответствовал энергии фотона $h\nu_{300\text{ K}} = 0.65\text{ эВ}$, а ширина спектра на полувысоте (FWHM) составляла $\sim 90\text{ мэВ}$. Форма спектра, положение максимума и значение FWHM практически не изменялись в диапазоне токов накачки от 50 до 200 мА.

При температуре $T = 77\text{ K}$ (рис. 17, b), напротив, наблюдалось значительное голубое смещение спектра ЭЛ по мере увеличения тока накачки. Энергия фотона в максимуме спектра ЭЛ при токе накачки 20 мА была равна $h\nu_{77\text{ K}} = 0.60\text{ эВ}$, тогда как при токе накачки 220 мА положение максимума соответствовало значению $h\nu_{77\text{ K}} = 0.70\text{ эВ}$. Таким образом, голубой сдвиг спектра ЭЛ при изменении тока от 20 до 220 мА достигал аномально высокой величины 100 мэВ.

Зависимость положения максимума спектра ЭЛ от приложенного напряжения при $T = 77\text{ K}$ показана на рис. 18. Данная зависимость содержит два участка, на каждом из которых она аппроксимируется линейной функцией $h\nu_{77\text{ K}}(U) \propto U$. Коэффициенты наклона этих участков равны значению скорости голубого смещения по напряжению в единицах эВ/В, причем $d(h\nu_{77\text{ K}})/dU \propto 1/\eta_{77\text{ K}}$. Таким образом, в эксперименте наблюдалась четкая корреляция между поведением ВАХ и зависимостью положения максимума спектра ЭЛ от приложенного напряжения.

Отметим, что ранее штарковское голубое смещение спектров фотолюминесценции при увеличении интенсивности возбуждения наблюдалось при низких температурах в ступенчатых гетеропереходах GaSb/GaAs , выращенных методом МПЭ на подложках $\text{GaAs}(100)$. Этот эффект был обусловлен увеличением энергии локализации электронов [97]. Заметный голубой сдвиг ($\sim 30\text{ мэВ}$)

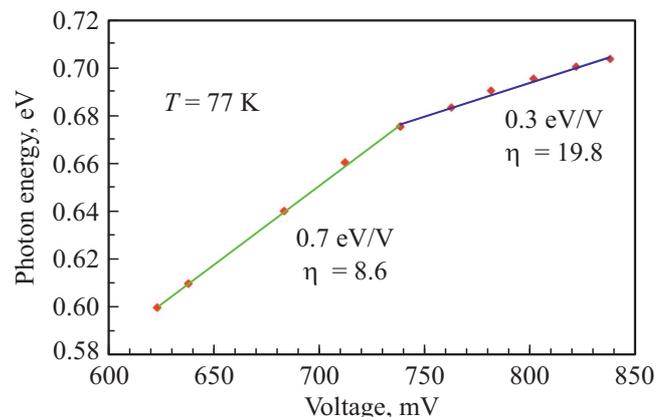


Рис. 18. Зависимость энергии фотона в максимуме спектра электролюминесценции от приложенного напряжения для гетероструктуры $n\text{-GaSb/AlSb/InAs}_{0.83}\text{Sb}_{0.17}/\text{AlSb}/p\text{-GaSb}$ при температуре 77 K . Точки — экспериментальные данные, прямые — аппроксимации по линейному закону, η — коэффициент неидеальности вольт-амперной характеристики $I = I_0 \exp(eU/kT\eta)$.

максимума спектра ЭЛ, сопровождавшийся изменением формы спектра, а также уменьшением его полуширины на 11 мэВ при увеличении приложенного смещения на 1.2 В, был обнаружен при криогенных температурах (10–100 К) в сверхрешетках GaInAs/AlInAs, выращенных на подложках InP с помощью технологии МПЭ [80]. Данные результаты были объяснены пространственно непрямыми туннельными переходами в электрическом поле. Нами также ранее наблюдалось голубое смещение спектров ЭЛ на 13 мэВ в асимметричных гетероструктурах, выращенных методом МПЭ на подложке *p*-InAs, в наноструктурах с одиночными и тройными КЯ на основе гетеропереходов II типа InAs/GaSb [98].

В исследуемой структуре *n*-GaSb/AlSb/InAs_{0.83}Sb_{0.17}/AlSb/*p*-GaSb голубое смещение спектра ЭЛ при $T = 77$ К сопровождалось существенным изменением его ширины и формы. Увеличение тока накачки в диапазоне 50–220 мА приводило к значительному сужению спектра ЭЛ на ~ 40 мэВ от величины FWHM = 120 мэВ ($I = 50$ мА) до 79 мэВ ($I = 220$ мА). При этом изначально пологий высокоэнергетический край спектра ЭЛ постепенно становился более крутым, а резкий низкоэнергетический край, расположенный в диапазоне от 0.4 до 0.6 эВ, напротив, сглаживался и размывался. Указанное изменение формы спектра ЭЛ может быть связано с возрастанием потока электронов, туннелирующих из КЯ InAsSb непосредственно в зону проводимости слоя *p*-GaSb при увеличении приложенного напряжения. При этом вклад прямых излучательных переходов в слое *p*-GaSb с энергиями вблизи 0.75–0.8 эВ в общем спектральное распределение интенсивности излучения увеличивается. Этим обстоятельством можно также объяснить отсутствие голубого смещения спектра ЭЛ при увеличении приложенного напряжения при температуре 300 К (см. рис. 17, а). В этом случае туннельный ток при малых внешних смещениях в основном определяется электронами с высокими тепловыми энергиями из общего термодинамического распределения.

Для объяснения эффекта аномально большого голубого смещения спектра ЭЛ в исследуемой гетероструктуре была рассмотрена ее зонная диаграмма, представленная на рис. 19 для случая прямого смещения. В структурах с высокими потенциальными барьерами перенос заряда осуществляется преимущественно за счет туннелирования носителей через широкозонные слои или области объемного заряда на гетерограницах. В нашем случае туннельный ток через барьерные слои AlSb поддерживается в основном электронами, поскольку величина эффективной массы электронов значительно меньше массы тяжелых дырок [99,100]. В результате туннелирования электронов через слой AlSb, примыкающий к подложке *n*-GaSb, в области КЯ образуется избыточная концентрация двумерных электронов. При приложении к структуре прямого смещения отрицательно заряженный слой электронов экранирует внешнее электрическое поле и поэтому практически все приложенное напряжение

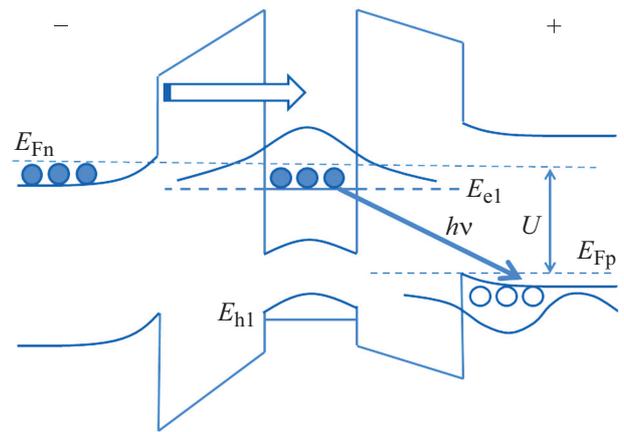


Рис. 19. Зонная диаграмма гетероструктуры *n*-GaSb/AlSb/InAs_{0.83}Sb_{0.17}/AlSb/*p*-GaSb для случая прямого смещения U („–“ — потенциал приложен к подложке *n*-GaSb, „+“ потенциал — к накрываемому слою *p*-GaSb). Стрелкой с символом $h\nu$ показан рекомбинационный излучательный переход. Энергетические уровни электронов и тяжелых дырок в квантовой яме, а также квазиуровни Ферми для электронов и дырок обозначены как E_{e1} , E_{h1} и E_{Fn} , E_{Fp} соответственно.

приходится на второй широкозонный слой AlSb, примыкающий к накрываемому слою *p*-GaSb. При этом вероятность туннелирования электронов в сторону *p*-слоя увеличивается за счет изменения конфигурации барьера. В результате становятся возможными не прямые рекомбинационные переходы между электронами в КЯ InAsSb и дырками, локализованными вблизи гетерограницы AlSb/*p*-GaSb. Энергия излучательного перехода в этом случае линейно зависит от приложенного напряжения ($h\nu \propto U$), что и наблюдалось в наших экспериментах.

Следует отметить, что прямые излучательные переходы между уровнями E_{e1} и E_{h1} в КЯ InAsSb отсутствовали, поскольку уровни тяжелых дырок расположены ниже уровня Ферми валентной зоны GaSb (см. рис. 19). Вследствие этого все дырки „утекают“ в потенциальную яму на гетерогранице AlSb/*p*-GaSb.

В наноструктуре *n*-GaSb/AlSb/InAs_{0.83}Sb_{0.17}/AlSb/*p*-GaSb наблюдалась также суперлинейная зависимость мощности ЭЛ от тока накачки при $T = 300$ и 77 К. Указанные зависимости хорошо аппроксимировались степенными функциями $P = A \cdot I^B$, причем показатель степени при комнатной температуре ($B_{300\text{К}} = 2.1\text{--}2.3$) был заметно выше, чем при температуре жидкого азота ($B_{77\text{К}} = 1.2\text{--}1.4$), как и в случае наноструктуры с КЯ Al(As)Sb/InAsSb (см. рис. 14). В то же время при температуре $T = 300$ К интенсивность в максимуме спектра ЭЛ была в 3–8 раз ниже, чем при $T = 77$ К.

В отличие от результатов, рассмотренных в разд. 5–7, суперлинейное возрастание мощности ЭЛ от тока в изучаемой гетероструктуре обусловлено принципиально иными физическими механизмами и может быть объяснено, если учесть изменение формы потенциального

барьера AlSb, примыкающего к слою p -GaSb, под действием внешнего электрического поля [96].

Мощность излучения определяется энергией оптического перехода и скоростью рекомбинации электронно-дырочных пар. Энергия оптического перехода была прямо пропорциональна приложенному смещению U . В свою очередь скорость излучательной рекомбинации определяется потоком электронов, туннелирующих через широкозонный слой AlSb. Плотность туннельного тока j можно оценить с помощью квазиклассического приближения для треугольного потенциального барьера: $j \propto \gamma \exp(-\alpha/U)$, где α — коэффициент, зависящий от положения энергетического уровня электронов в КЯ относительно дна зоны проводимости AlSb на гетерогранице, γ — параметр, зависящий от концентрации электронов в КЯ. Следовательно, мощность излучения может быть представлена как $P \propto \gamma U \exp(-\alpha/U)$ или $P \propto \alpha j / \ln(j/\gamma)$. Данная зависимость имеет ярко выраженный суперлинейный характер, что согласуется с результатами эксперимента.

Таким образом, впервые было обнаружено аномально большое голубое смещение спектра ЭЛ при $T = 77$ К: изменение тока от 20 до 220 мА приводило к сдвигу максимума спектра в сторону высоких энергий фотона на 100 мэВ со скоростью 0.3–0.7 эВ/В. Данное явление свидетельствует о туннельной природе соответствующего излучательного перехода в исследуемой гетероструктуре. Показано, что суперлинейная зависимость интенсивности ЭЛ от тока накачки обусловлена нелинейной зависимостью скорости туннельной излучательной рекомбинации от энергии перехода.

Двойные асимметричные гетероструктуры n -GaSb/AlSb/InAs_{0.83}Sb_{0.17}/AlSb/ p -GaSb, выращенные методом МОГФЭ, перспективны для создания высокоэффективных источников излучения ближнего и среднего ИК диапазонов, в том числе перестраиваемых по длине волны.

9. Заключение

В обзоре показано, что использование явления ударной ионизации (обратного оже-эффекта) позволяет увеличить квантовый выход внутреннего фотоэффекта в объемных узкозонных полупроводниках и p - n -переходах, приводит к возрастанию оптической мощности в светоизлучающих структурах на основе гетеропереходов II типа с высокими потенциальными барьерами, а также в наногетероструктурах I типа с глубокими квантовыми ямами. Этот же процесс дает возможность повысить квантовую эффективность солнечных фотоэлементов на основе наноструктур с квантовыми точками, а также уменьшить пороговую величину напряженности электрического поля, необходимую для начала процесса умножения носителей в лавинных фотодиодах. Все эти явления обусловлены общим физическим механизмом — созданием добавочных электронно-дырочных пар

при освещении фотонами с высокой энергией, при разогреве носителей заряда на большом скачке потенциала на гетерограницах с узкозонной активной областью либо в процессе многоэкситонной генерации в нанокристаллах на основе соединений III–V, II–VI, IV–IV.

Обнаружено, что трансформация зонной диаграммы в наноструктурах с глубокими квантовыми ямами AlSb/InAsSb/AlSb за счет изменения температуры и (или) интенсивности накачки дает возможность наблюдения не прямой (туннельной) излучательной рекомбинации II типа в гетероструктурах I типа. Впервые наблюдался эффект большого голубого смещения (~ 100 мэВ) и суперлинейного возрастания интенсивности электролюминесценции при увеличении тока накачки за счет не прямой (туннельной) рекомбинации, сопровождающейся излучением фотона.

Полученные результаты представляют большой интерес для создания высокоэффективных оптоэлектронных приборов для ближнего и среднего ИК диапазонов, работающих в широком интервале температур, в которых можно управлять энергией излучения с помощью трансформации зонной энергетической диаграммы, величины скачков потенциала на гетерограницах и размеров нанокристаллов.

Благодарности

Авторы выражают благодарность И.Н. Ясиевич за стимуляцию данной работы.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] В.Н. Абакумов, В.И. Перель, И.Н. Ясиевич. *Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках* (СПб., Изд-во ПИЯФ им. Б.П. Константинова РАН, 1997).
- [2] Г.Г. Зегря, В.А. Харченко. *ЖЭТФ*, **101**, 327 (1992).
- [3] В.А. Wilson. *IEEE J. Quant. Electron.*, **24** (8) 1763 (1988).
- [4] A.P. Dmitriev, M.P. Mikhailova, I.N. Yassievich. *Phys. Status Solidi (b)*, **140**, 9 (1987).
- [5] M.P. Mikhailova, A.N. Titkov. *Semicond. Sci. Technol.*, **9**, R-109 (1994).
- [6] S.V. Ivanov, P.S. Kopev. In: *Optoelectronic Properties of Semiconductors and Superlattices*, V. 3. *Antimonide-Related Stained-Layer Heterostructures*, ed. by M.O. Manasreh (Amsterdam, Gordon and Breach Science Publishers, 1997) chap. 4, p. 109.
- [7] A.J. Nozik. In: *Next Generation Photovoltaics. High efficiency through full spectrum utilization*. Series in Optics and Optoelectronics, ed. by A. Marto and A. Loigue (Bristol and Philadelphia, IOP Publishing, 2004) chap. 9, p. 196.
- [8] F. Capasso. „Avalanche Photodiodes“ in: *Semiconductors and Semimetals, Light-wave communication technology*, v. 22, ed. by W.T. Tsang (Holmdel, N.Y., AT&T Bell Lab., 1982) Pt D. Photodetectors. [Техника оптической связи, пер. с англ. под ред. М.А. Трищенко (М., Мир, 1998)].

- [9] М.П. Михайлова, К.Д. Моисеев, Ю.П. Яковлев. ФТП, **53** (3), 291 (2019).
- [10] A.V. Rodina, A.Yu. Alekseev, A.L. Efros, M. Rosen, V.K. Meyer. Phys. Rev. B, **65**, 125302 (2002).
- [11] А.В. Герт, М.О. Нестоклон, А.А. Прокофьев, И.Н. Ясневич. ФТП, **51** (10), 1325 (2017).
- [12] M.P. Mikhailova, L.V. Danilov, K.V. Kalinina, E.V. Ivanov, N.D. Stoyanov, G.G. Zegrya, Yu.P. Yakovlev, A. Hospodkova, J. Pangrac, M. Zikova and E. Hulicius. In: *The Wonder of Nanotechnology: Quantum Optoelectronic Devices and Applications*, ed. by M. Razeghi, L. Esaki and K. von Klitzing (Bellingham, WA, USA, SPIE Press, 2013) chap. 5, p. 105.
- [13] Г.Г. Зегря, А.Д. Андреев. ЖЭТФ, **109** (2), 615 (1996).
- [14] A. Haug. J. Phys. C: Solid State Phys., **16**, 4159 (1983).
- [15] Л.В. Келдыш. ЖЭТФ, **3** (9), 714 (1959).
- [16] D.J. Robbins. Phys. Status Solidi (b), **97**, 387 (1980).
- [17] P.A. Wolff. Phys. Rev., **95**, 1415 (1954).
- [18] G.A. Baraff. Phys. Rev., **133**, A26 (1964).
- [19] А.П. Дмитриев. Автореф. канд. дис. (Л., ФТИ, 1982).
- [20] М.П. Михайлова. Автореф. док. дис. (Л., ФТИ, 1984).
- [21] А.П. Дмитриев, М.П. Михайлова, И.Н. Ясневич. В сб.: *Фотопреобразователи и фотоприемники* (М., Наука, 1983) с. 7.
- [22] A.P. Dmitriev, M.P. Mikhailova, I.N. Yassievich. Phys. Status Solidi (b), **113**, 125 (1982).
- [23] M.P. Mikhailova, I.A. Andreev. In: *Mid-Infrared Optoelectronics, Springer Series in Optical Sciences*, ed. by A. Krier (London, Springer Verlag, 2006) pt III, p. 547.
- [24] F. Capasso, W.T. Tsang, A.L. Hutchinson, G.F. Williams. Appl. Phys. Lett., **40**, 38 (1982).
- [25] М.П. Михайлова, А.А. Рогачев, И.Н. Ясневич. ФТП, **10**, 1480 (1976).
- [26] Н.В. Зотова, И.Н. Ясневич. ФТП, **11**, 1882 (1977).
- [27] И.А. Андреев, М.П. Михайлова, А.Н. Семенов, С.В. Слободчиков, Н.М. Стусь, Г.М. Филаретова. ФТП, **3**, 545 (1984).
- [28] М.З. Жингарев, В.И. Корольков, М.П. Михайлова, И.Н. Ясневич. Письма ЖТФ, **4**, 862 (1979).
- [29] М.З. Жингарев, В.И. Корольков, М.П. Михайлова. Письма ЖТФ, **6** (6), 376 (1980).
- [30] O. Hilderbrand, W. Kuebart, M. Pilkuhn. Appl. Phys. Lett., **37**, 801 (1980).
- [31] C. Vérié, F. Raymond, F. Besson, Duy Nguyen. J. Cryst. Growth, **59**, 342 (1982).
- [32] C.H. Green, H. Ehrenreich. Appl. Phys. Lett., **77**, 3018 (2001).
- [33] W. Shockley, H.J. Queisser. J. Appl. Phys., **32**, 510 (1961).
- [34] Zh.I. Alferov, V.D. Rumyantsev. *Trends in the development of solar photovoltaics*. In: *Next generation photovoltaics*, ed. by A. Martí, A. Luque (IOP Publishing Limited, 2004) chap. 2, p. 19.
- [35] P.T. Landsberg, H. Nussbaumer, and G. Willeke. J. Appl. Phys., **74**, 1451 (1993).
- [36] J. Tauc, A. Abraham. Czech. J. Phys., **9**, 95 (1959).
- [37] E. Antončík, J. Tauc. In: *Semiconductors and Semimetals*, ed. by R.L. Willardson and A.C. Beer, V. 2 (Academic Press, N. Y., 1966) p. 245.
- [38] Я. Тауц. *Фото- и термоэлектрические явления в полупроводниках* (пер. с чеш. М.П. Михайловой, под ред. Б.Т. Коломийца (М., Изд-во ин-ст. лит., 1962).
- [39] М.П. Михайлова, Д.Н. Наследов, С.В. Слободчиков. ФТТ, **1**, 123 (1967).
- [40] А.А. Гуткин, Э.М. Магеррамов, Д.Н. Наследов, М.П. Михайлова. ФТТ, **8**, 2044 (1966).
- [41] А.В. Волков, В.В. Галаванов, О.В. Косоогов, С.Е. Кумекоев, ФТТ, **7** (1), 95 (1973).
- [42] С.Е. Кумекоев, И.Н. Ясневич. ФТП, **7**, 1081 (1973).
- [43] В.А. Авраменко, М.В. Стриха. ФТП, **22** (6), 1117 (1988).
- [44] I. Vurgaftman, J.R. Meyer, L.R. Ram-Mohan. J. Appl. Phys., **89**, 5815 (2001).
- [45] M. Wolf, R. Brendel, J.H. Werner, H.J. Quisser. J. Appl. Phys., **83** (8), 4213 (1998).
- [46] Ж.И. Алфёров. УФН, **172**, 1068 (2002).
- [47] В.М. Устинов. ФТП, **38** (8), 963 (2004).
- [48] N.N. Ledentsov, M. Grundmann, N. Kirstaedter, J. Christen, R. Heitz, J. Böhrer, F. Heinrichsdorff, D. Bimberg, S.S. Ruvimov, P. Werner, U. Richter, U. Gösele, J. Heydenreich, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, M.V. Maximov, P.S. Kor'ev, Zh.I. Alferov. *Proc. 22nd Int. Conf. on Phys. Semicond.* (Vancouver, Canada, 15–19 August 1994) v. 3, p. 1855.
- [49] Ж.И. Алфёров, Н.Ю. Гордеев, С.В. Зайцев, П.С. Копьев, И.В. Кочнев, В.В. Хомин, И.Л. Крестников, Н.Н. Леденцов, А.В. Лунев, М.В. Максимов, С.С. Рувимов, А.В. Сахаров, А.Ф. Цацульников, Ю.М. Шерняков, Д. Бимберг. ФТП, **30**, 357 (1996).
- [50] V.A. Shchukin, N.N. Ledentsov, P.S. Kor'ev, D. Bimberg. Phys. Rev. Lett., **75**, 2968 (1995).
- [51] Ж.И. Алфёров, Н.А. Берт, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, П.С. Копьев, А.О. Косоогов, И.Л. Крестников, Н.Н. Леденцов, А.В. Лунев, М.В. Максимов, А.В. Сахаров, В.М. Устинов, А.Ф. Цацульников, Ю.М. Шерняков, Д. Бимберг. ФТП, **30**, 351 (1996).
- [52] V.M. Andreev. *Solar cells for TPV concentrator*. In: *Next generation photovoltaics*, ed. by A. Martí, A. Luque (IOP Publishing Limited, 2004) chap. 11, p. 246.
- [53] Ж.И. Алфёров, В.М. Андреев, М.В. Каган, И.И. Протасов, В.Г. Трофим. ФТП, **4**, 2378 (1970).
- [54] U. Bockelmann, G. Bastard. Phys. Rev. B, **42**, p. 8947 (1990).
- [55] R.D. Schaller, M.A. Petruska, V.I. Klimov. Appl. Phys. Lett., **87**, 253102 (2005).
- [56] M.C. Hanna, A.J. Nozik. J. Appl. Phys., **100**, 074510 (2006).
- [57] A.L. Efros. *Auger process in nanosize semiconductor crystals*. In: *Semiconductor Nanocrystals: from Basic Principles to Applications*, ed. by A.L. Efros, D.J. Lockwood, T.L. Tsybeskov (N. Y., Kluwer Academic, 2003) chap. 2, p. 52.
- [58] D. Timmerman, I. Izeddin, P. Stallinga, I.N. Yassievich, T. Gregorkievicz. Nature Photonics, **2**, 105 (2008).
- [59] A. Shabaev, A.L. Efros, A.L. Efros. Nano Lett., **2013**, 5454 (2013).
- [60] Г.Г. Зегря, М.П. Михайлова, Т.Н. Данилова, А.Н. Именков, К.Д. Моисеев, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. ФТП, **33** (3), 351 (1999).
- [61] M. Califano, A. Zunger, A. Franceschetti. Appl. Phys. Lett., **84** (13), 2409 (2004).

- [62] R.D. Schaller, V.I. Klimov. *Phys. Rev. Lett.*, **92** (18), 186601-1 (2004).
- [63] R.D. Schaller, M. Sykora, J.M. Pietryga, V.I. Klimov. *Nano Lett.*, **6** (3), 424-9 (2006).
- [64] O.M. Sreseli, O.S. El'tsina, L.V. Belyakov, D.N. Goryachev. *Appl. Phys. Lett.*, **95** (3), 031914 (2009).
- [65] V.I. Klimov, S.A. Ivanov, J. Nanda, M. Achermann, I. Bezel, J.A. McGurie, and A. Piryatinski. *Nature*, **447**, 441 (2007).
- [66] Я.А. Пархоменко, Э.В. Иванов, К.Д. Моисеев. *ФТП*, **47** (11), 1536 (2013).
- [67] В.В. Романов, Э.В. Иванов, К.Д. Моисеев. *ФТП*, **48** (7), 938 (2014).
- [68] К.В. Калинина, М.П. Михайлова, Б.Е. Журтанов, Н.Д. Стоянов, Ю.П. Яковлев. *ФТП*, **47** (1), 75 (2013).
- [69] Н.Л. Баженов, Б.Е. Журтанов, К.Д. Мьнбаев, А.П. Астахова, А.Н. Именков, М.П. Михайлова, В.А. Смирнов, Н.Д. Стоянов, Ю.П. Яковлев. *Письма ЖТФ*, **33** (23), 1 (2007).
- [70] H. Kroemer, G. Griffiths. *IEEE Electron. Dev. Lett.*, **4**, 20 (1983).
- [71] А.Н. Баранов, Б.Е. Джуртанов, А.Н. Именков, А.А. Рогачев, Ю.М. Шерняков, Ю.П. Яковлев. *ФТП*, **20**, 2217 (1986).
- [72] Yu. Yakovlev, K. Moiseev, M. Mikhailova, A. Monakhov, A. Astakhova, V. Sherstnev. *Proc. SPIE, In-plane Semiconductor Lasers IV*, ed. by L.J. Mawst, R.U. Martinelli (24-25 January, 2000, San Jose, California, USA) v. 3947, p. 144.
- [73] S.V. Ivanov, K.D. Moiseev, A.M. Monakhov, I.V. Sedova, V.A. Solov'ev, M.P. Mikhailova, Ya.V. Terentyev, B.A. Meltzer, A.A. Toropov, Yu.P. Yakovlev and P.S. Kop'ev. In: *Proc. 8th Int. Symp. „Nanostructures: Physics and Technology“* (St. Petersburg, Russia, Ioffe Institute, 2000).
- [74] S.V. Ivanov, V.A. Kaygorodov, S.V. Sorokin, B.Ya. Meltser, V.A. Solov'ev, Ya.V. Terent'ev, O.G. Lyublinskaya, K.D. Moiseev, E.A. Grebenshchikova, M.P. Mikhailova, A.A. Toropov, Yu.P. Yakovlev, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov. *Appl. Phys. Lett.*, **82**, 3782 (2003).
- [75] Б.Л. Гельмонт, З.Н. Соколова, В.Б. Халфин. *ФТП*, **18** (10), 1803 (1984).
- [76] Н.Д. Стоянов, Б.Е. Журтанов, А.П. Астахова, А.Н. Именков, Ю.П. Яковлев. *ФТП*, **37** (8), 996 (2003).
- [77] Т.Н. Данилова, Б.Е. Журтанов, А.Н. Именков, Ю.П. Яковлев. *ФТП*, **39** (11), 1281 (2005).
- [78] H. Kroemer. *Physica E*, **20**, 196 (2004).
- [79] D. Barate, R. Teissier, Y. Wang, A.N. Baranov. *Appl. Phys. Lett.*, **87**, 051103 (2005).
- [80] J. Faist, F. Capasso, C. Sirtori, D.L. Sivco, A.L. Hutchinson, S.N.G. Chu, A.Y. Cho. *Appl. Phys. Lett.*, **65** (1), 94 (1994).
- [81] M. Mikhailova, N. Stoyanov, I. Andreev, B. Zhurтанov, S. Kizhaev, E. Kunityna, Kh. Salikhov, Yu. Yakovlev. *Proc. SPIE*, **6585**, 658526 (2007).
- [82] M.P. Mikhailova, E.V. Ivanov, L.V. Danilov, K.V. Kalinina, N.D. Stoyanov, G.G. Zegrya, Yu.P. Yakovlev, E. Hulicius, A. Hospodková, J. Pangrác, M. Zíkova. *J. Appl. Phys.*, **112** (2), 023108 (2012).
- [83] А.А. Петухов, Б.Е. Журтанов, К.В. Калинина, Н.Д. Стоянов, Х.М. Салихов, М.П. Михайлова, Ю.П. Яковлев. *ФТП*, **47**, 1270 (2013).
- [84] A. Hospodková, M. Zíková, J. Pangrác, M.P. Mikhailova, K.V. Kalinina, G.G. Zegrya, E. Ivanov, E. Hulicius, J. Oswald. *Extended Abstracts 15th Eur. Workshop on MOVPE* (Aachen, Germany, 2013 June 2–5) v. 27, p. 135.
- [85] Г.Г. Зегря, А.С. Полковников. *ЖЭТФ*, **113**, 1491 (1998).
- [86] Л.В. Данилов, Г.Г. Зегря. *ФТП*, **42** (5), 566 (2008).
- [87] М.П. Михайлова, И.А. Андреев, Э.В. Иванов, Г.Г. Коновалов, Е.А. Гребенщикова, Ю.П. Яковлев, E. Hulicius, A. Hospodkova, Y. Pangrac. *ФТП*, **47** (8), 1037 (2013).
- [88] D. Kindl, J. Touskova, E. Hulicius, J. Pangrac, T. Šimeček, V. Jurka, P. Hubik, J.J. Mares, J. Kristofik. *J. Appl. Phys.*, **95**, 1811 (2004).
- [89] M.P. Mikhailova, E.V. Ivanov, L.V. Danilov, A.A. Petukhov, K.V. Kalinina, S.I. Slobozhanyuk, G.G. Zegrya, N.D. Stoyanov, Yu.P. Yakovlev, A. Hospodkova, J. Pangrac, J. Oswald, M. Zikova, E. Hulicius. 16th Eur. Workshop on MOVPE (Program and Abstracts, 7–10 June, 2015, Lund University, Sweden) p. 225.
- [90] M.P. Mikhailova, E.V. Ivanov, L.V. Danilov, A.A. Petukhov, K.V. Kalinina, S.I. Slobozhanyuk, G.G. Zegrya, N.D. Stoyanov, Yu.P. Yakovlev, A. Hospodková, J. Pangrác, J. Oswald, M. Zíková, E. Hulicius. *J. Appl. Phys.*, **115** (22), 223102 (2014).
- [91] M. Mikhailova, E. Ivanov, L. Danilov, A. Petukhov, K. Kalinina, N. Stoyanov, Yu. Yakovlev, A. Hospodková, J. Pangrác, J. Oswald, M. Zíková, E. Hulicius. *Proc. SPIE*, **9450**, 94500J (2015).
- [92] M.P. Mikhailova, E.V. Ivanov, L.V. Danilov, K.V. Kalinina, A. Hospodková, J. Pangrác, M. Zíková, E. Hulicius. *Abstracts 4th Ann. Conf. of COST Action MP1204 and Int. Conf. on Semicond. MIR-IR and THz Materials and Optics* (Lisbon, Portugal, 21–24 March 2016) p. 52.
- [93] B. Dawson, R.J. Moor. *J. Phys. (Paris)*, **C5**, 528 (1987).
- [94] M.P. Mikhailova, K.D. Moiseev, Yu.P. Yakovlev. *Semicond. Sci. Technol.*, **19**, R909 (2004).
- [95] М.П. Михайлова, Э.В. Иванов, Л.В. Данилов, Р.В. Левин, И.А. Андреев, Е.В. Кунницына, Ю.П. Яковлев. *ФТП*, **53** (1), 50 (2019).
- [96] M.P. Mikhailova, E.V. Ivanov, L.V. Danilov, K.V. Kalinina, A.A. Pivovarova, Yu.P. Yakovlev, P.S. Kop'ev. *J. Appl. Phys.*, **126** (23), 235703 (2019).
- [97] N.N. Ledentsov, J. Böhrer, F. Heinrichsdorff, M. Grundmann, D. Bimberg, S.V. Ivanov, B.A. Meltzer, S.V. Shaposhnikov, I.N. Yassievich, N.N. Fateev, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov. *Phys. Rev. B*, **32** (19), 14058 (1995).
- [98] К.Д. Моисеев, Б.Я. Мельцер, В.А. Соловьев, С.В. Иванов, М.П. Михайлова, Ю.П. Яковлев, П.С. Копьев. *Письма ЖТФ*, **24** (12), 50 (1998).
- [99] *Туннельные явления в твердых телах*, под ред. Э. Бурштейна и С. Лундквиста (М., Мир, 1973) [Пер. с англ.: *Tunneling Phenomena in Solids*, ed. by E. Burstein and S. Lundqvist (Plenum Press, N.Y., 1969)].
- [100] Zh.I. Alferov, D.Z. Garbuzov, P.S. Kop'ev, E.L. Portnoi. *Proc. 10th Int. Conf. on Phys. Semicond.* (Massachusetts, Cambridge, 1970) p. 478.

Редактор Г.А. Оганесян

Radiative Recombination and Impact Ionization in Semiconductor Nanostructures (a review)

M.P. Mikhailova, E.V. Ivanov, L.V. Danilov, K.V. Kalinina, Yu.P. Yakovlev, P.S. Kop'ev

loffe Institute,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract In this review we discuss processes of radiative recombination and impact ionization in light emitting structures based on bulk semiconductors, heterostructures with high potential barriers, nanostructures with deep quantum wells, as well as in nanocrystals with quantum dots. It is demonstrated that enhancement of quantum efficiency and optical power of luminescence in all of the structures under study is determined by the common physical mechanism. This mechanism is creation of additional electron-hole pairs during impact ionization process by hot carriers heated at high band offset on the heterointerface at current pumping or due to carrier multiplication in the process of multiexciton generation in nanocrystals at high-energy photons illumination.