

**ВЕРОЯТНОСТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫХ ПЕРЕХОДОВ
В ОДНОСЛОЙНОЙ КРС НА ОСНОВЕ GaAs/Al_xGa_{1-x}As**

Излучательная рекомбинация в квантоворазмерных структурах (КРС), составляющих основу активной области целого класса высоконаправленных светоизлучающих диодов (СИД) и инжекционных полупроводниковых лазеров (ИПЛ) существенно отличается от излучательной рекомбинации в объёмном материале. Как известно, плотность состояний объёмного материала может быть аппроксимирована параболической функцией в пространстве обратной решетки (волновых векторов) и энергетические состояния в зонах характеризуются непрерывным спектром. При этом согласно правилам отбора в процессе излучательной рекомбинации могут участвовать только те электроны и дырки, квазиимпульс которых одинаков и минимален из всех возможных в данной излучательной системе. Поскольку носители распределены по зонам согласно функции распределения Ферми-Дирака, можно утверждать, что излучательная рекомбинация объёмных материалов наиболее эффективна в том случае, если эти материалы являются прямозонными, а их температура стабилизирована. Но даже в этом случае количество носителей непосредственно участвующих в рекомбинации крайне мало, поскольку помимо квантовых закономерностей и эффектов на процесс рекомбинации оказывают влияние такие факторы как Оже – рекомбинация, объёмное растекание носителей, связывание рекомбинирующих носителей на ловушках и дефектах в кристалле и т.п. Достижение высокой температурной стабильности реального прибора в рабочем режиме представляет собой отдельную инженерно-техническую задачу, решение которой сопряжено с целым рядом проблем, решение которых в ряде случаев может сказаться на излучательных характеристиках СИД или ИПЛ.

Большинства перечисленных недостатков лишен ИПЛ на КРС. Для КРС характерна ступенчатая функция состояний высокая степень монокристалличности, дискретный энергетический спектр носителей. В отличие от объёмного кристалла, где распределение носителей сильно зависит от температуры, в КРС энергетические состояния носителей характеризуются значительной температурной стабильностью и пространственной локализацией. Подобное поведение энергетических уровней носителей в КРС объясняется экранирующим действием потенциала квантового ограничения движения носителей перпендикулярно плоскостям металлургических границ гетеропереходов, образующих КРС. Наличие локализованных стабильных энергетических уровней носителей позволяет получить от ИПЛ на КРС спектрально узкие линии излучения высокой оптической мощности. Помимо этого, возникновение ступенчатой функции распределения состояний носителей в зонах, возникающее под действием потенциала квантового ограничения частично снимает ограничения, налагаемые на излучательные переходы правилом отбора по волновому вектору ($\Delta k = 0$), что в свою очередь приводит к увеличению пар рекомбинирующих электронов и дырок. Для описания макроскопических характеристик и параметров СИД или ИПЛ на основе КРС, таких как: внешний и внутренний квантовый выход излучения, средняя и максимальная излучаемая мощность, спектральная и модуляционная характеристики излучения, зависимость коэффициента усиления от частоты и амплитуды тока накачки и т.д., необходимо знание таких микроскопических параметров излучающей системы как: спектр излучаемых частот, функции распределения частиц по энергетическим уровням системы и вероятности перехода частиц между уровнями, а также зависимость перечисленных параметров от конкретных конструктивных и энергетических характеристик рассматриваемой системы. В работах [1, 2, 3] в рамках строгого квантовомеханического подхода были определены энергетические состояния электронов, лёгких и тяжелых дырок в однослойной КРС, созданной на основе GaAs/Al_xGa_{1-x}As в зависимости от ширины квантово ограниченного слоя

и высот ограничивающих барьеров, как в невозмущённом состоянии, так и при воздействии на КРС стационарного электрического поля.

Как известно процессы испускания и поглощения фотонов детально рассматриваются в квантовой теории поля [4], однако для практически важных случаев процессы излучения и поглощения можно рассматривать менее строго, на основании полуфеноменологической теории излучения Эйнштейна [4, 5, 6]. Такое рассмотрение основывается на законах сохранения энергии и импульса при взаимодействии квантовых систем с электромагнитным излучением.

В данной работе рассматриваются излучательные переходы между состояниями электронов в зоне проводимости и состояниями лёгких и тяжелых дырок в валентной зоне симметричной однослойной КРС, созданной на основе GaAs/Al_xGa_{1-x}As с шириной квантово ограниченного слоя 10 нм. и высотой ограничивающих барьеров 0,443 эВ для электронов в зоне проводимости и 0,238 эВ для дырок в валентной зоне, напряженность внешнего стационарного электрического поля для рассматриваемого случая составляет 0,0008 В/нм.

В рамках модели квантового осциллятора оптическому переходу из электронного состояния в дырочное, можно сопоставить эквивалентный квантовый осциллятор. Строгое рассмотрение данного подхода в рамках квантовой электродинамики показывает, что оптические свойства квантового перехода в основном совпадают с оптическими свойствами эквивалентного осциллятора. Амплитуда электрического дипольного момента перехода для квантового осциллятора определяется выражением:

$$D_{mn} = e \int_V \psi_m^* r \psi_n dV, \quad (1)$$

где e – заряд электрона;

ψ_m^* – комплексно-сопряженная волновая функция вышележащего уровня;

ψ_n – волновая функция нижележащего уровня;

r – вектор координат, определяющий положение квантовых частиц в рассматриваемом объёме V .

Для случая рассматриваемого в статье, для излучательных переходов электрон – тяжелая дырка и электрон – лёгкая дырка, выражение (1) запишется в виде:

$$D_{e_hh} = \int_z \psi_e z \psi_{hh} dz, \quad (2)$$

$$D_{e_lh} = \int_z \psi_e z \psi_{lh} dz, \quad (3)$$

где ψ_e – волновая функция электрона в зоне проводимости;

ψ_{hh} – волновая функция тяжелой дырки в валентной зоне;

ψ_{lh} – волновая функция лёгкой дырки в валентной зоне;

z – текущая координата в области квантового ограничения (в пределах квантово-размерного слоя).

Величины электрических дипольных матричных элементов переходов D_{e_hh} – электрон – тяжелая дырка и D_{e_lh} – электрон – лёгкая дырка характеризуют вероятность перехода между состояниями электрона и дырки в квантово-размерной структуре.

В отсутствие возмущения (внешнего стационарного электрического поля) с учётом правил отбора по чётности волновой функции, а также принимая во внимание, что переходы в квантово ограниченных слоях возможны при условии сохранения номера квантования

взаимодействующих уровней ($\Delta l = 0$) [7, 8], матричные элементы электрических дипольных моментов переходов для всех номеров квантования равны нулю. Также равными нулю будут и коэффициенты Эйнштейна для спонтанных и вынужденных переходов с излучением, которые определяются по формулам:

$$A_{mn} = \frac{\omega_{mn}^3}{3 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot \hbar \cdot c^3} \cdot (D_{mn})^2, \quad (4)$$

$$B_{mn} = \frac{\pi}{12 \cdot \hbar^2 \cdot \epsilon_0} \cdot (D_{mn})^2. \quad (5)$$

При воздействии на КРС стационарного электрического поля, векторы напряженности которого направлены перпендикулярно плоскостям квантового ограничения, происходит искривление энергетического профиля КРС, смещение энергетических уровней частиц и квазичастиц, а также изменение их волновых функций. В зависимости от конкретной конфигурации энергетического профиля КРС (толщина квантово ограниченного слоя, химический состав ограничивающего материала, а значит высота ограничивающих барьеров для каждого сорта частиц) и амплитуды напряженности внешнего электрического поля волновые функции частиц изменяют свою чётность. При этом, переходы для которых ($\Delta l = 0$) по правилам отбора по чётности волновой функции были запрещены в невозмущённом состоянии, становятся разрешенными и их электрические дипольные матричные элементы переходов становятся отличными от нуля в рассматриваемой симметричной системе, согласно выражений (2) и (3). Диагональные элементы матрицы электрических дипольных моментов переходов для разрешенных излучательных переходов показаны на рис. 1. На рис. 1 а, показаны матричные элементы для переходов электрон – тяжелая дырка e_{hh} , на рис. 1 б – матричные элементы для переходов электрон – легкая дырка e_{lh} .

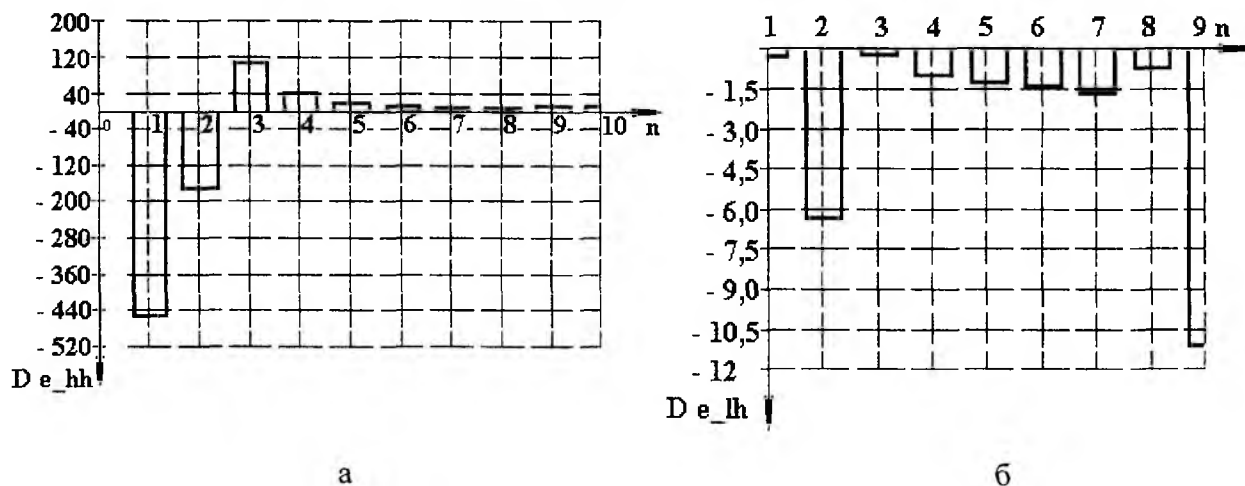


Рис. 1

Из анализа данных, приведенных на рис. 1, следует, что в рассматриваемой системе наиболее вероятны переходы между первым, вторым и третьим уровнями электронов и соответственно первым, вторым и третьим уровнями тяжелых дырок, а также вторым и девятым уровнями электронов соответственно вторым и девятым уровнями легких дырок. Подобное распределение вероятностей переходов для первых уровней связано с возникновением квадратичного эффекта Штарка под действием внешнего стационарного электрического поля. Резкое возрастание вероятности перехода между девятым уровнем электрона и девятым уровнем легкой дырки связано, по видимому, с влиянием континуальных состояний частиц в валентной зоне. Относительно малая вероятность переходов между состояниями электронов и тяжелых дырок для номеров квантования больше третьего, может быть

объяснена тем, что для данной конфигурации КРС в валентной зоне, состояния тяжелых дырок расположены близко друг к другу по оси энергии, их количество довольно велико и поэтому они близки к формированию минизоны внутри валентной зоны квантово ограниченного узкозонного полупроводника [9]. Близкое расположение энергетических уровней тяжелых дырок приводит к возрастанию их взаимодействия, и как следствие к уменьшению межзонных переходов на эти уровни. Частоты и длины волн разрешенных излучательных переходов определяются по формулам:

$$\nu_{mn}(e_hh) = \frac{E_g(\text{GaAs}) + E_m(e) + E_n(hh)}{h}, \quad \lambda_{mn}(e_hh) = \frac{c}{\nu_{mn}(e_hh)}, \quad (6)$$

для переходов электрон – тяжелая дырка **e_hh**,

$$\nu_{mn}(e_lh) = \frac{E_g(\text{GaAs}) + E_m(e) + E_n(lh)}{h}, \quad \lambda_{mn}(e_lh) = \frac{c}{\nu_{mn}(e_lh)}, \quad (7)$$

для переходов электрон – легкая дырка **e_lh**.

Частоты и длины волн разрешенных излучательных переходов, рассчитанные по формулам (6), (7), показаны на рис. 2. На рис. 2 а и рис. 2 б показаны частоты для переходов **e_hh** и **e_lh**, а на рис. 2 в и рис. 2 г длины волн разрешенных переходов **e_hh** и **e_lh** соответственно. Частоты и длины волн разрешенных переходов рассчитываются без учёта температурного

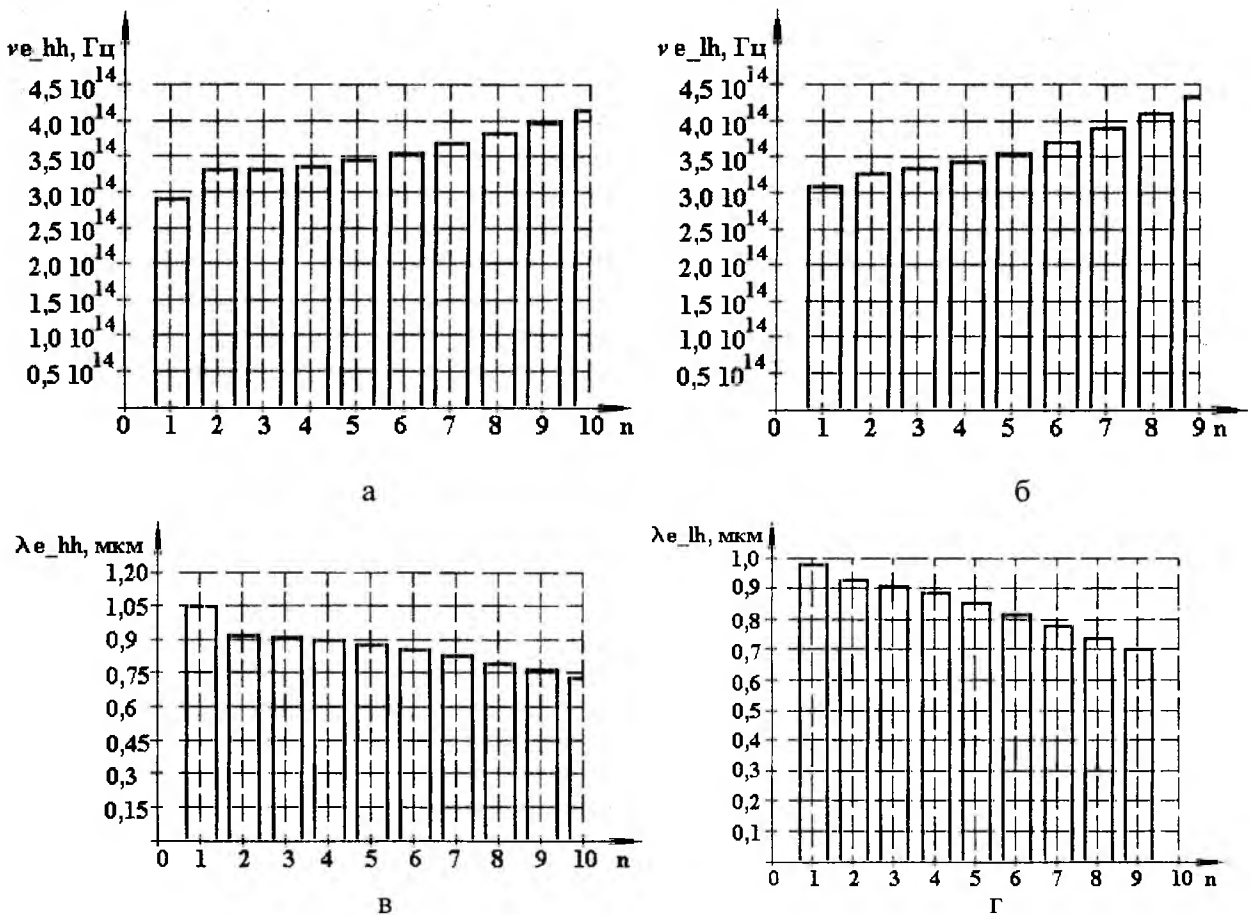


Рис. 2

дрейфа границ зон и влияния полей объёмного заряда.

Коэффициенты Эйнштейна для спонтанных и вынужденных излучательных переходов между состояниями электрон – тяжелая дырка **e_hh** и электрон – легкая дырка **e_lh**, рассчитанные по формулам (4) и (5), показаны на рис. 3.

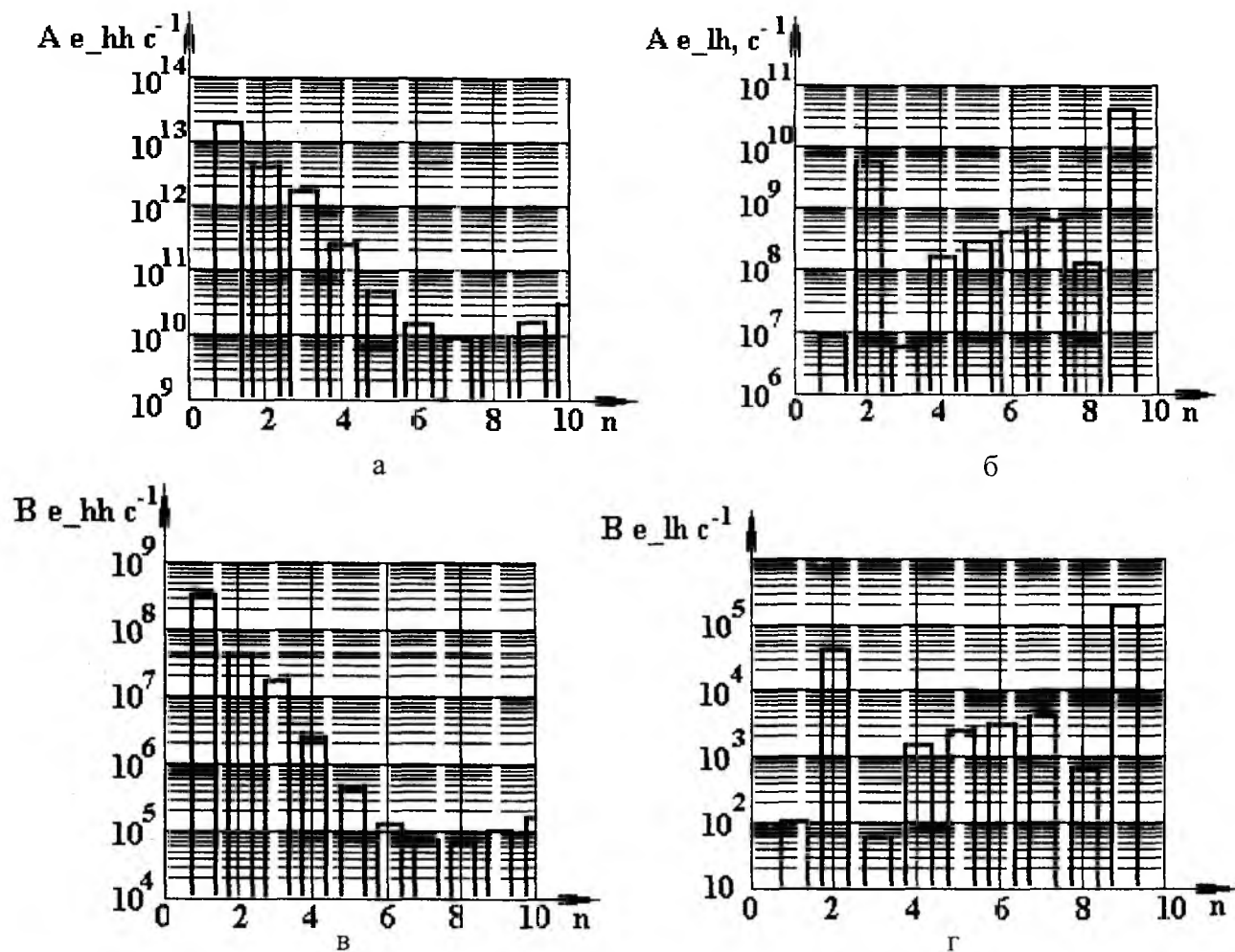


Рис. 3

Полученные результаты могут быть использованы для определения макроскопических параметров квантоворазмерных СИД и ИПЛ на КРС, таких как Излучаемая мощность, предельная частота внутренней модуляции и других.

Список литературы: 1. Emmanuel Anemogiannis, Elias N. Glytsis, Thomas V. Gaylor. Quasi – Bound States Determination Using a Perturbed Wavenumbers Method in a Large Quantum Box // IEEE J. Quantum Electronics. 1998. Vol. 33, N 5. P. 742 – 752. 2. Пащенко А.Г. Влияние внешнего стационарного электрического поля на энергетические состояния частиц и квазичастиц в квантоворазмерной структуре. Часть 1. Постановка задачи // Радиотехника. 2001. Вып. 117. С. 117 – 120. 3 Пащенко А.Г. Влияние внешнего стационарного электрического поля на энергетические состояния частиц и квазичастиц в квантоворазмерной структуре. Часть 2. Обсуждение результатов // Радиотехника. 2001. Вып. 118. С. 55 – 60. 4. Блохинцев И. Д. Основы квантовой механики М.: Высш. шк. 1963 620 с. 5. Борисоглебский Л. А. Квантовая механика: Учеб. пособие для физ. спец. вузов. 2-е изд., перераб. и доп. Минск: Университетское, 1988. 623 с. 6. Ансельм А.И. Введение в теорию полупроводников. – М.: Наука, 1978. 620 с. 7. Херман М. Полупроводниковые сверхрешетки: Пер с англ. М.: Мир 1989. 240 с. 8. Справочник по лазерной технике: Пер. с нем. – М.: Энергоатомиздат, 1991. 544 с. 9. Бузанёва Е. В. Микро-структуры интегральной электроники. М.: Радио и связь, 1990. 304 с.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 07.08.2002