

Активная область функционально-интегрированного лазера-модулятора

Е.А.Рындин, Б.Г.Коноплев

Предложен метод функциональной интеграции инжекционных лазеров и модуляторов генерируемого оптического излучения в единой гетероструктуре с пространственно смещенными квантовыми ямами в зоне проводимости и валентной зоне, образованными гетеропереходами второго типа. Рассмотрены структуры и зонные диаграммы активных областей функционально-интегрированных лазеров-модуляторов с амплитудной и частотной модуляцией излучения. Предложена физико-топологическая модель и методика численного моделирования лазеров-модуляторов. Показано, что максимальные частоты модуляции для исследуемых гетероструктур, в отличие от тех же частот при модуляции током накачки, не ограничены длительностью переходных процессов в цепи питания лазера и временем жизни носителей заряда в его активной области, а определяются временем жизни фотонов в резонаторе.

Ключевые слова: функционально-интегрированный инжекционный лазер-модулятор, амплитудная и частотная модуляция, гетероструктура.

1. Введение

Одной из ключевых проблем увеличения степени интеграции современных ультрабольших интегральных схем (УБИС) и, в частности, увеличения числа ядер на кристаллах является недостаточно высокая эффективность применяющихся межъядерных соединений. Современные металлические межъядерные соединения перестают удовлетворять растущим требованиям к быстродействию, энергоэффективности и помехозащищенности [1].

Одним из путей решения данной проблемы является замена металлических линий, имеющих критическую значимость, интегральными оптическими соединениями, передающими модулированное по амплитуде лазерное излучение, с существенно более высокими показателями энергоэффективности и быстродействия.

Дальнейшее расширение функциональных возможностей интегральных систем оптической коммутации возможно за счет использования не только амплитудной, но и частотной модуляции лазерного излучения. Так, например, в качестве основы для элементов молекулярной электроники широкое распространение получили органические материалы с бистабильными фотохромными молекулами, изменяющими свои свойства под действием фотонов с определенной длиной волны. Синтез новых фотохромных органических материалов открывает перспективы создания интегральных устройств молекулярной электроники с уникальными характеристиками – сверхвысокими плотностью размещения и быстродействием, недостижимыми в рамках современной концепции кремниевой электроники [2–4]. Однако создание подобных

устройств невозможно без согласования основных характеристик бистабильных органических молекул с характеристиками модулированных по частоте лазерных импульсов, управляющих состоянием данных молекул или молекулярных ансамблей. Прежде всего, это относится к максимальной частоте модуляции лазерного пучка.

Вместе с тем нужно отметить, что применительно к современным многоядерным УБИС эффективность интегральных оптических соединений существенно снижается вследствие преобразования электрических сигналов в оптические на входе и, соответственно, оптических сигналов в электрические на выходе. В результате возникает необходимость в разработке и реализации интегральных систем оптической коммутации, обобщенная структурная схема которых представлена на рис. 1. Основными элементами такой коммутационной системы, помимо оптической линии связи, являются интегральный инжекционный лазер, модулятор оптического излучения и фотоприемник. При этом на данном этапе именно характеристики оптических модуляторов и фотоприемников в значительной степени ограничивают эффективность рассматриваемых интегральных оптических соединений [1].

В системах оптической коммутации применяют различные методы амплитудной модуляции лазерного излучения. В частности, широко используются модуляция током накачки лазера, а также модуляция с помощью внешних модуляторов (акустооптических, электрооптических и др.) [5, 6].

При модуляции током накачки максимальная частота модуляции ограничена длительностью переходных процессов в цепи питания лазера, которая определяется током накачки и временем жизни носителей заряда в активной области.

При использовании внешних модуляторов максимальная частота модуляции ограничена длительностью переходных процессов в модуляторах (порядка 0.1–1 нс), но при этом могут возникать дополнительные проблемы технологической совместимости полупроводниковых ла-

Е.А.Рындин, Б.Г.Коноплев. Южный федеральный университет, Россия, 344006 Ростов-на-Дону, ул. Большая Садовая, 105/42; e-mail: earyndin@sfedu.ru, kbg@sfedu.ru



Рис.1. Обобщенная структурная схема системы оптической коммутации ядер УБИС.

зеров и материалов, применяемых во внешних модуляторах [7–14].

Задачей настоящего исследования является разработка метода функциональной интеграции инжекционного лазера и оптического модулятора в единой гетероструктуре с целью повышения максимальной частоты модуляции лазерного излучения, расширения функциональных возможностей (реализации как амплитудной, так и частотной модуляции) и обеспечения технологической совместимости.

2. Структуры функционально-интегрированных лазеров-модуляторов

Структуры активных областей функционально-интегрированных инжекционных лазеров-модуляторов с амплитудной и частотной модуляцией генерируемого оптического излучения схематически показаны на рис.2 и 3 соответственно [15, 16].

Каждая из представленных структур содержит р–n-переход (области 7 и 8 с контактами питания лазера 9 и 10), ориентированный таким образом, что ток накачки протекает в направлении оси *y*. В активную область данного р–n-перехода интегрирована гетероструктура амплитудного (области 14 и 15 на рис.2) или частотного (области 14–16 на рис.3) модулятора с управляющими контактами 11, 12 и двумя управляющими переходами: переходом Шоттки (между областью n-GaAs 13 и контактом 11) и р–n-переходом (области 3–6).

Буферный градиентный слой 2 ($\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$) в соответствии с данными, приведенными в [17], обеспечивает воз-

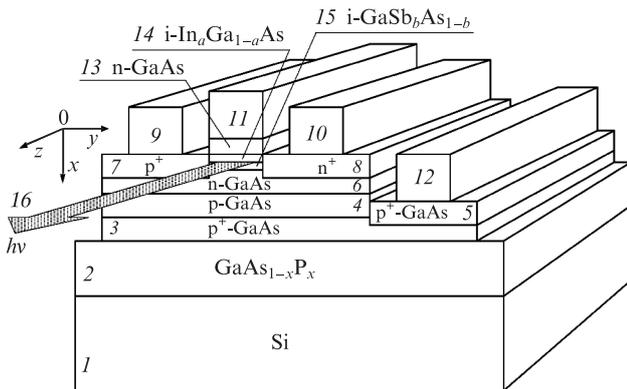


Рис.2. Структура активной области лазера-модулятора с амплитудной модуляцией:

1 – кремниевая подложка; 2 – градиентный буферный слой $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$; 3 – высоколегированный слой $\text{p}^+\text{-GaAs}$ управляющего р–n-перехода; 4 – слой p-GaAs управляющего р–n-перехода; 5 – p^+ -область управляющего контакта 12; 6 – слой n-GaAs управляющего р–n-перехода; 7, 8 – p^+ - и n^+ -области питания; 9, 10 – контакты питания; 11, 12 – управляющие контакты; 13 – область n-GaAs управляющего перехода Шоттки; 14, 15 – активная область лазера-модулятора – гетеропереход второго типа $\text{i-In}_a\text{Ga}_{1-a}\text{As}/\text{i-GaSb}_b\text{As}_{1-b}$; 16 – лазерный пучок [15].

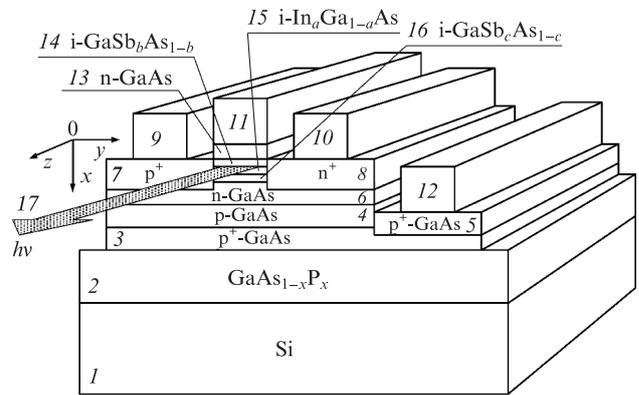


Рис.3. Структура активной области лазера-модулятора с частотной модуляцией:

1 – кремниевая подложка; 2 – градиентный буферный слой $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$; 3 – высоколегированный слой $\text{p}^+\text{-GaAs}$ управляющего р–n-перехода; 4 – слой p-GaAs управляющего р–n-перехода; 5 – p^+ -область управляющего контакта 12; 6 – слой n-GaAs управляющего р–n-перехода; 7, 8 – p^+ - и n^+ -области питания; 9, 10 – контакты питания; 11, 12 – управляющие контакты; 13 – область n-GaAs управляющего перехода Шоттки; 14–16 – активная область лазера-модулятора – гетероструктура $\text{i-GaSb}_b\text{As}_{1-b}/\text{i-In}_a\text{Ga}_{1-a}\text{As}/\text{i-GaSb}_c\text{As}_{1-c}$; 17 – лазерный пучок [16].

можность выращивания монокристаллического GaAs на кремниевой подложке.

3. Принцип функционирования лазеров

Принцип функционирования лазера-модулятора с амплитудной модуляцией генерируемого оптического излучения иллюстрируют зонные диаграммы интегрированного модулятора и пространственные распределения концентраций электронов и дырок, схематически изображенные на рис.4.

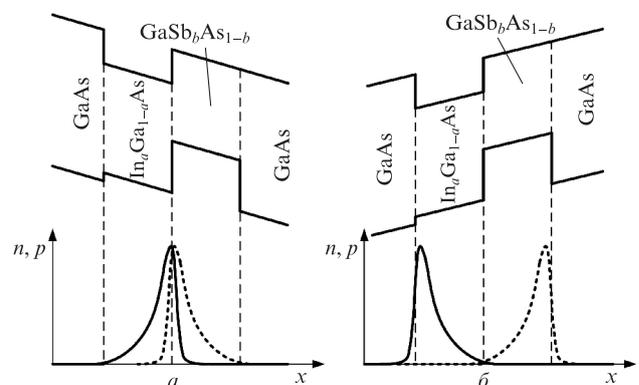


Рис.4. Зонные диаграммы (вверху) интегрированного амплитудного модулятора и пространственные распределения концентраций электронов $n(x)$ (сплошные кривые) и дырок $p(x)$ (штриховые кривые) при отрицательном (а) и положительном (б) направлениях управляющего поля и неизменном токе накачки.

Работает элемент следующим образом. В цепь питания лазера (контакты 9 и 10 на рис.2) подается неизменный во времени ток накачки, протекающий в направлении оси y и превышающий пороговый, т.е. обеспечивающий при направлении поперечного (вдоль оси x) управляющего поля, соответствующем рис.4,а, выполнение условий лазерной генерации и формирование лазерного пучка в направлении оси z . Модуляция лазерного излучения осуществляется при неизменном токе накачки посредством изменения (на противоположное) направления поперечного поля управляющих контактов 11, 12 на рис.2, приводящего к пространственной передислокации (вдоль оси x) максимумов концентрации носителей заряда в пространственно смещенных квантовых ямах гетероструктуры 14, 15 на рис.2, образованных гетеропереходом второго типа $i\text{-In}_a\text{Ga}_{1-a}\text{As}/i\text{-GaSb}_b\text{As}_{1-b}$.

При направлении управляющего поля, соответствующем рис.4,а, максимумы концентраций электронов и дырок совмещаются на гетерогранице, что приводит к увеличению интенсивности лазерной генерации. Изменение направления управляющего поля, в соответствии с рис.4,б, вызывает пространственное разделение максимумов концентраций электронов и дырок в квантовых ямах модулятора, что снижает интенсивность лазерного излучения, обеспечивая амплитудную модуляцию.

Принцип функционирования лазера-модулятора с частотной модуляцией иллюстрируют зонные диаграммы и пространственные распределения концентраций электронов и дырок, схематически представленные на рис.5 [18, 19].

В данном случае, аналогично лазеру с амплитудной модуляцией, в цепь питания (контакты 9 и 10 на рис.3) подается неизменный во времени ток накачки, протекающий вдоль оси y и превышающий пороговый, а направление поперечного управляющего поля изменяется вдоль оси x в соответствии с изменением напряжения, подаваемого на управляющие контакты 11, 12 на рис.3. Изменение направления управляющего поля приводит к пространственному совмещению максимумов концентрации носителей заряда в квантовых ямах зоны проводимости и валентной зоны, разделенных запрещенной зоной шириной либо E_{g1} (рис.5,а), либо E_{g2} (рис.5,б). В результате в соответствии с изменением направления поперечного управляющего поля изменяется длина волны генерируемого

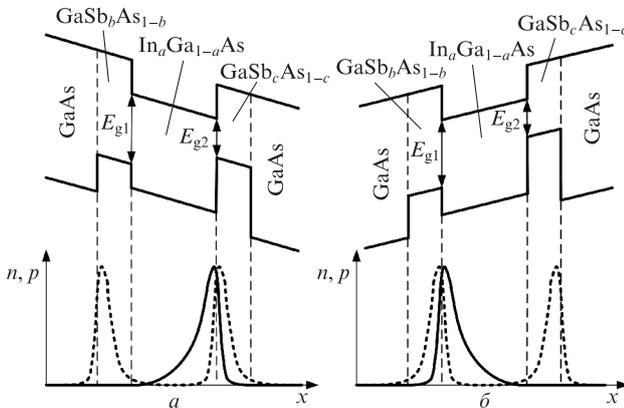


Рис.5. Зонные диаграммы (вверху) интегрированного частотного модулятора и пространственные распределения концентраций электронов $n(x)$ (сплошные кривые) и дырок $p(x)$ (штриховые кривые) при отрицательном (а) и положительном (б) направлениях управляющего поля и неизменном токе накачки [18, 19].

лазерного излучения, принимая значения λ_1 или λ_2 , т.е. обеспечивая частотную модуляцию.

Поскольку ток накачки и, следовательно, уровень инжекции электронов и дырок в активную область лазера-модулятора не изменяются во времени, при быстром изменении направления поперечного управляющего поля пространственная передислокация максимумов концентрации носителей заряда происходит при практически неизменном суммарном числе носителей в квантовых ямах модулятора (области 14–16 на рис.3). В результате максимальная частота модуляции лазерного пучка определяется не относительно инерционными переходными процессами в цепи питания лазера и не временем жизни носителей заряда в его активной области, а временем управляемой поперечным полем передислокации максимумов концентрации электронов и дырок в квантовых ямах зоны проводимости и валентной зоны, которое, согласно результатам численного моделирования [20], составляет менее 0.2 пс в зависимости от параметров квантовых ям и потенциальных барьеров, что соответствует частотам терагерцевого диапазона. Приведенная в [20] оценка времени пространственной передислокации максимумов концентрации носителей заряда в квантовых ямах получена по результатам численного моделирования без учета влияния электрической емкости устройства на длительность фронта и форму управляющего сигнала.

Наличие в спектре модулированного по частоте лазерного излучения двух максимумов (на длинах волн λ_1 и λ_2) повышает эффективность преобразования и передачи по оптическим каналам цифровых сигналов двухуровневой логики. С учетом того что спектр оптического излучения функционально-интегрированного лазера-модулятора содержит максимумы на длинах волн λ_1 и λ_2 , длина резонатора лазера должна быть кратной одновременно $\lambda_1/2$ и $\lambda_2/2$.

Частотная модуляция может быть также реализована с использованием двух инжекционных лазеров с интегрированными амплитудными модуляторами, первый из которых генерирует излучение с длиной волны λ_1 , а второй – с длиной волны λ_2 . Соответствующая схема соединения лазеров-модуляторов приведена на рис.6.

В данном случае в цепи питания лазеров VD1 и VD2 (контакты 9, 10 на рис.6) подаются неизменные во времени токи накачки I_{p1} и I_{p2} , превышающие пороговые, мо-

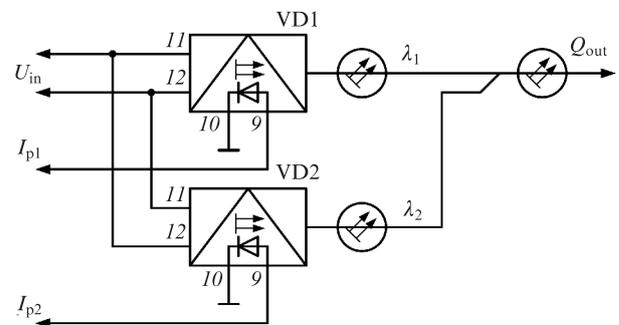


Рис.6. Схема соединения лазеров VD1 и VD2 с интегрированными амплитудными модуляторами для реализации частотной модуляции оптического излучения (номера контактов соответствуют рис.2):

U_{in} – управляющее напряжение; I_{p1} и I_{p2} – токи накачки лазеров-модуляторов VD1 и VD2 соответственно; λ_1 и λ_2 – длины волн излучения лазеров-модуляторов VD1 и VD2; Q_{out} – выходной, модулированный по частоте оптический сигнал.

дулирующее напряжение U_{in} подается на управляющие контакты 11, 12 модуляторов первого и второго лазеров в противофазе, а противофазно модулированные по амплитуде лазерные пучки с длинами волн λ_1 и λ_2 поступают через оптический соединитель в выходную оптическую линию, формируя в ней модулированный по частоте оптический сигнал Q_{out} .

4. Модель

Одним из основных этапов разработки любого устройства является его моделирование для теоретического обоснования сформулированных предположений о характере протекающих в приборе физических процессов. Для моделирования переходных процессов в инжекционных лазерах широко используют уравнения кинетики, модифицируемые с учетом особенностей исследуемых лазерных структур [21–24]. Однако для моделирования активных областей рассматриваемых функционально-интегрированных лазеров-модуляторов уравнения кинетики использоваться не могут, поскольку они представляют собой систему обыкновенных дифференциальных уравнений и не учитывают неравномерность и различие пространственных распределений концентраций электронов и дырок в активной области структуры, а также влияние периферийных областей (прежде всего, управляющих переходов) на работу лазера-модулятора.

Для решения данной задачи была получена система дифференциальных уравнений в частных производных [25]

$$\nabla(\varepsilon \nabla \varphi) = \frac{e}{\varepsilon_0}(n - p - N), \tag{1}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} = \nabla\{\mu_n[-n\nabla(\varphi + V_n) + \varphi_T \nabla n]\} \\ - \frac{\sqrt{np - n_i^2}}{\tau_s} - v_g g(n, p, n_{ph}) n_{ph}, \end{aligned} \tag{2}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial t} = \nabla\{\mu_p[p\nabla(\varphi - V_p) + \varphi_T \nabla p]\} \\ - \frac{\sqrt{np - n_i^2}}{\tau_s} - v_g g(n, p, n_{ph}) n_{ph}, \end{aligned} \tag{3}$$

$$\frac{\partial n_{ph}}{\partial t} = -\frac{n_{ph}}{\tau_{ph}} + \beta \frac{\sqrt{np - n_i^2}}{\tau_s} + v_g g(n, p, n_{ph}) n_{ph}, \tag{4}$$

удовлетворяющая перечисленным требованиям и включающая в себя уравнение Пуассона (1), уравнения непрерывности для электронов (2) и дырок (3) в диффузионно-дрейфовом приближении, дополненные слагаемыми, описывающими процессы спонтанной и стимулированной излучательной рекомбинации, а также уравнение кинетики для фотонов (4), обобщенное на случай неравномерности распределений носителей заряда и фотонов по координатам. В этой системе уравнений

$$\begin{aligned} g(n, p, n_{ph}) = \frac{g_0}{\sqrt{1 + \varepsilon_E \Gamma n_{ph}}} \\ \times \ln \left[\frac{A(np - n_i^2)^{1/2} + B(np - n_i^2) + C(np - n_i^2)^{3/2}}{An_0 + Bn_0^2 + Cn_0^3} \right]; \end{aligned} \tag{5}$$

n – концентрация электронов; p – концентрация дырок; n_{ph} – плотность фотонов; n_i – собственная концентрация; N – эффективная концентрация примесей; φ – электростатический потенциал; φ_T – температурный потенциал; V_n – гетероструктурный потенциал в зоне проводимости; V_p – гетероструктурный потенциал в валентной зоне; μ_n – подвижность электронов; μ_p – подвижность дырок; ε – относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника; ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума; e – элементарный заряд; $g(n, p, n_{ph})$ – коэффициент оптического усиления; β – доля спонтанного излучения в лазерной моде; t – время; τ_s – постоянная времени спонтанной рекомбинации; τ_{ph} – время жизни фотонов в резонаторе лазера-модулятора; v_g – скорость фотонов в активной области лазера-модулятора; n_0 – пороговая концентрация носителей заряда; Γ – фактор оптического ограничения; ε_E – коэффициент, определяющий сумму эффектов снижения оптического усиления; g_0 – коэффициент пропорциональности; A и B – коэффициенты ловушечной и излучательной рекомбинации соответственно; C – коэффициент оже-рекомбинации.

На управляющих контактах лазера-модулятора задавались граничные условия Дирихле для данного управляющего напряжения. Граничные условия на контактах питания лазера-модулятора для данной плотности тока накачки имели следующий вид:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \zeta} = \frac{j + \mu_n \left(\frac{\partial n}{\partial \zeta} - n \frac{\partial V_n}{\partial \zeta} \right) - \mu_p \left(\frac{\partial p}{\partial \zeta} - p \frac{\partial V_p}{\partial \zeta} \right)}{\mu_n n + \mu_p p},$$

$$n = \frac{N}{2} + \sqrt{\left(\frac{N}{2}\right)^2 + n_i^2}, \quad p = -\frac{N}{2} + \sqrt{\left(\frac{N}{2}\right)^2 + n_i^2}, \quad n_{ph} = 0, \tag{6}$$

где j – плотность тока накачки лазера-модулятора; ζ – нормаль к границе контакта. На границах, свободных от контактов, задавались граничные условия Неймана:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \zeta} = 0, \quad \frac{\partial n}{\partial \zeta} = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial \zeta} = 0, \quad \frac{\partial n_{ph}}{\partial \zeta} = 0. \tag{7}$$

Выражение (5) для расчета коэффициента оптического усиления $g(n, p, n_{ph})$ в данной системе уравнений основывается на модели, предложенной в [19], которая с учетом неравномерности пространственных распределений концентраций электронов и дырок в активной области лазера-модулятора была уточнена посредством использования в качестве аргумента вместо концентрации электронно-дырочных пар выражения $\sqrt{np - n_i^2}$, так же как и в слагаемых $\sqrt{np - n_i^2}/\tau_s$, описывающих скорость спонтанной излучательной рекомбинации в уравнениях (2)–(4). Данное выражение более корректно, поскольку определяет степень отклонения от равновесных значений концентраций электронов и дырок с учетом их неравномерных пространственных распределений.

В исходном базисе переменных $\{\varphi, n, p, n_{ph}\}$ система уравнений (1) – (4) с граничными условиями (6), (7) крайне сложна для численной реализации. Для решения данной проблемы после нормировки с использованием коэффициентов, описанных в [26], правые части уравнений (1)–(4) были переведены в комбинированный базис переменных $\{\varphi, n, p, \Phi_n, \Phi_p, n_{ph}\}$ и представлены для двух пространственных измерений в следующем безразмерном виде:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\varepsilon \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\varepsilon \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right) = \Phi_n \exp(\varphi + V_n) - \Phi_p \exp(-\varphi + V_p) - N, \quad (8)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu_n \exp(\varphi + V_n) \frac{\partial \Phi_n}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu_n \exp(\varphi + V_n) \frac{\partial \Phi_n}{\partial y} \right] - \exp\left(\frac{V_n + V_p}{2}\right) \sqrt{\Phi_n \Phi_p - 1} - v_g g n_{ph}, \quad (9)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu_p \exp(-\varphi + V_p) \frac{\partial \Phi_p}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu_p \exp(-\varphi + V_p) \frac{\partial \Phi_p}{\partial y} \right] - \exp\left(\frac{V_n + V_p}{2}\right) \sqrt{\Phi_n \Phi_p - 1} - v_g g n_{ph}, \quad (10)$$

$$\frac{\partial n_{ph}}{\partial t} = -\frac{n_{ph}}{\tau_{ph}} + \beta \exp\left(\frac{V_n + V_p}{2}\right) \sqrt{\Phi_n \Phi_p - 1} + v_g g n_{ph}, \quad (11)$$

$$\Phi_n = n \exp(-\varphi - V_n), \quad \Phi_p = p \exp(\varphi - V_p), \quad (12)$$

где x, y – координаты; Φ_n, Φ_p – экспоненты квазиуровней Ферми для электронов и дырок. Начальные условия определялись из результатов численного решения стационарного варианта системы уравнений (8)–(11).

Численная реализация модели, описываемой уравнениями (8)–(12), была выполнена в рамках метода конечных разностей. При этом стационарная задача решалась методом Ньютона, а нестационарная – с помощью явной противопоточной схемы, описанной в [27].

Оценка адекватности модели (8)–(12) была проведена в работе [25] на основе сравнения результатов численного моделирования традиционного лазера с двойной гетероструктурой, полученных с использованием предложенной модели и уравнений кинетики.

5. Моделирование и обсуждение результатов

Результаты численного моделирования активной области инжекционного лазера с функционально-интегрированным амплитудным модулятором, структура которого показана на рис.2, представлены на рис.7 и 8. Основные параметры активной области лазера-модулятора, использованные при моделировании приведены ниже.

Размер активной области (между областями 7 и 8 на рис.2) (нм)	200
Толщина слоя $i\text{-In}_a\text{Ga}_{1-a}\text{As}$ (нм)	25
Толщина слоя $i\text{-GaSb}_b\text{As}_{1-b}$ (нм)	25
Толщина p-слоя управляющего перехода Шоттки (нм)	50
Концентрация доноров в n-слое управляющего перехода Шоттки (см^{-3})	10^{17}
Толщина n-слоя управляющего p–n-перехода (нм)	30
Толщина p-слоя управляющего p–n-перехода (нм)	45
Концентрация доноров в n-слое управляющего p–n-перехода (см^{-3})	10^{17}

Концентрация акцепторов в p-слое управляющего p–n-перехода (см^{-3})	10^{17}
Концентрация примесей в p ⁺ - и n ⁺ -областях питания лазера (см^{-3})	10^{18}
Время жизни фотонов в резонаторе τ_{ph} (пс)	3
Доля спонтанного излучения в лазерной моде β	10^{-4}

Пространственные распределения концентраций электронов, дырок и фотонов в активной области лазера-модулятора для заданной плотности тока накачки 30 кА/см^2 при противоположных направлениях поперечного управляющего поля (в соответствии с рис.4) иллюстрирует рис.7. На рис.8 показаны изменения во времени линейной плотности фотонов $n_{phL}(t)$ в резонаторе лазера-модулятора (рис.8,б) при импульсном изменении управляющего напряжения $U_{in}(t)$ (рис.8,а).

Изменения пространственных распределений концентраций носителей заряда и фотонов, приведенные на рис.7, соответствуют времени переходного процесса 0.12 пс. Линейная плотность фотонов $n_{phL}(t)$ в резонаторе определялась интегрированием объемной плотности фотонов $n_{ph}(x, y, t)$ по площади поперечного сечения активной области лазера-модулятора.

Результаты численного моделирования показывают, что, в отличие от максимандной частоты модуляции током накачки, максимальная частота модуляции посредством управляемой поперечным полем передислокации максимумов концентрации электронов и дырок для рассматриваемых лазеров-модуляторов не ограничена временем жизни носителей заряда в активной области, а определяется, как следует из рис.8, временем жизни фотонов в резонаторе, составляющем единицы пикосекунд. В результате максимальная частота модуляции генерируемого оптического излучения может достигать 100–300 ГГц. При этом время управляемой передислокации максимумов концентрации носителей заряда в квантовых ямах лазера-модулятора равно 0.12 пс и, следовательно, не является фактором, ограничивающим максимальную частоту модуляции оптического излучения.

6. Заключение

Для повышения эффективности интегральных оптических межъядерных соединений современных УБИС предложен метод функциональной интеграции инжекционных лазеров и модуляторов оптического излучения в единой гетероструктуре, обеспечивающий увеличение максимальных частот модуляции и реализацию лазеров с интегрированными как амплитудными, так и частотными модуляторами в едином технологическом цикле.

Рассмотрены структуры, зонные диаграммы активных областей и принципы функционирования функционально-интегрированных лазеров-модуляторов с амплитудной и частотной модуляцией излучения на основе пространственно смещенных квантовых ям в зоне проводимости и в валентной зоне, образованных гетеропереходами второго типа. Показана возможность реализации частотной модуляции с использованием двух лазеров с интегрированными амплитудными модуляторами.

Предложена физико-топологическая модель активных областей лазеров-модуляторов. На основе проведен-

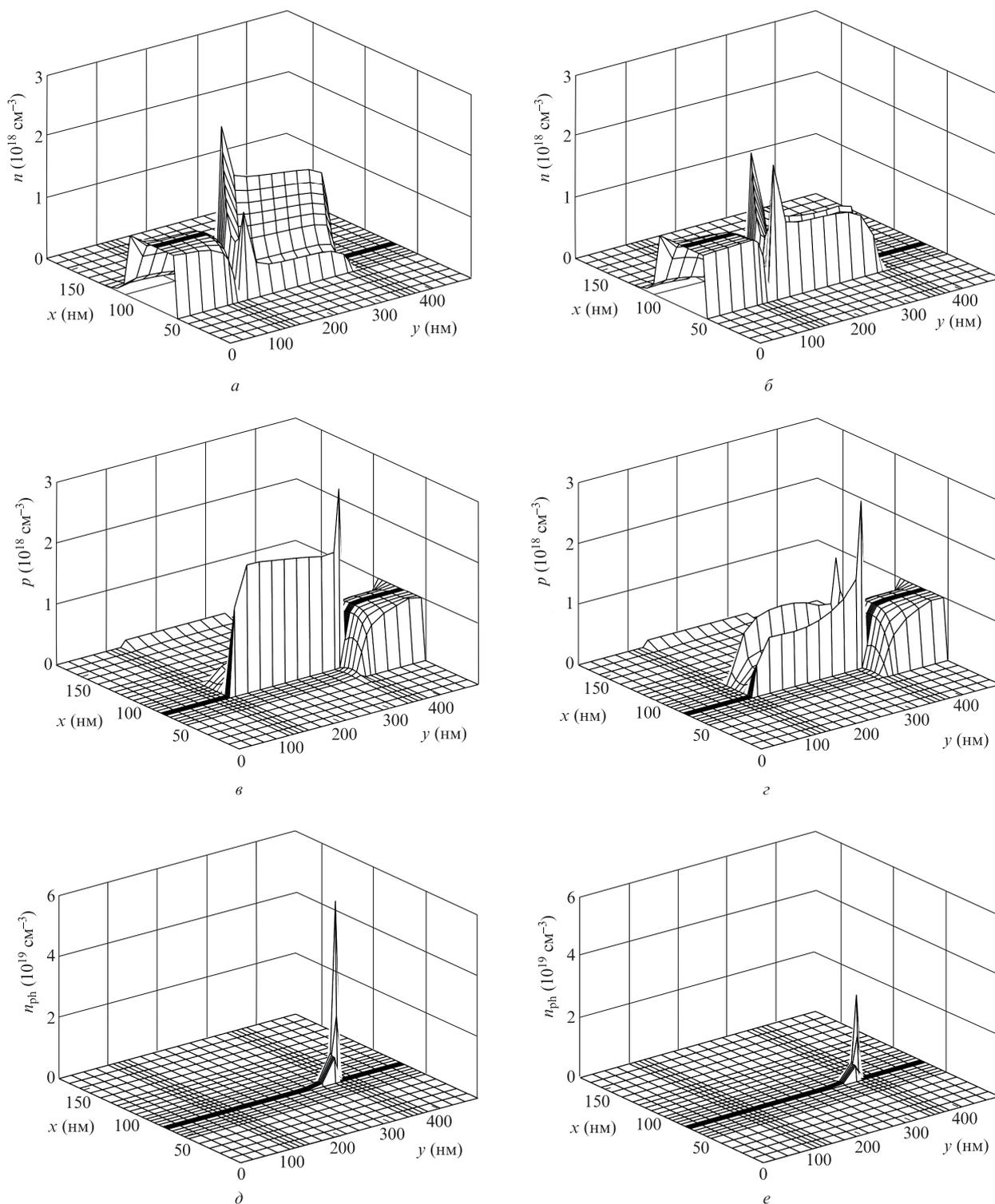


Рис.7. Пространственные распределения концентраций электронов (a, b), дырок (c, d) и фотонов (e, f) в активной области лазера-модулятора при отрицательном (a, c, d) и положительном (b, e, f) направлениях управляющего поля.

ного анализа результатов численного моделирования показано, что максимальные частоты модуляции в исследуемых лазерах-модуляторах, в отличие от лазеров с модуляцией током накачки, не ограничены длительностью переходных процессов в цепи питания лазера и временем жизни носителей заряда в его активной области, а определяются временем жизни фотонов в резонаторе и могут достигать 100–300 ГГц.

При получении результатов не рассматривались структура и основные параметры лазерного волновода. Анализ функционально-интегрированных лазеров-модуляторов с учетом характеристик оптической части устройств будет проведен в последующих работах.

Работа выполнена при финансовой поддержке «Программы развития Южного федерального университета до 2021 года» (проект ВнГр-07/2017-10).

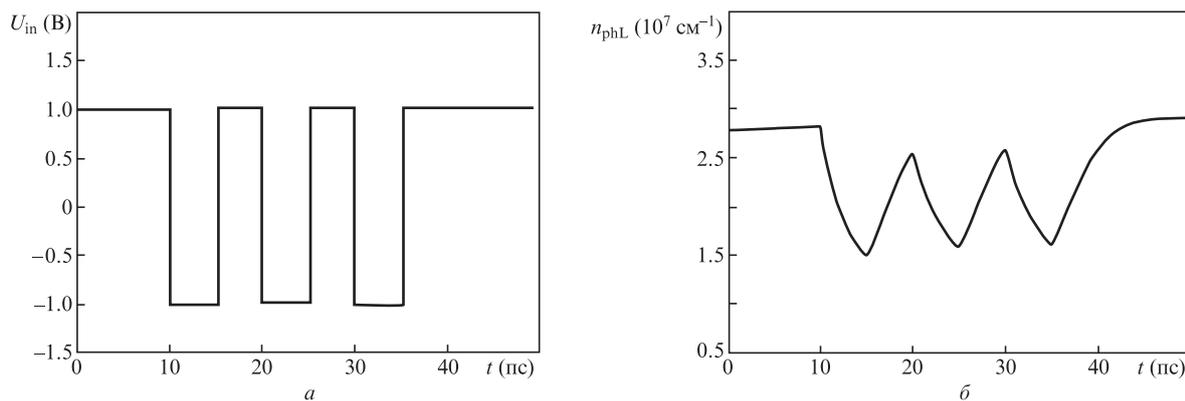


Рис.8. Временные зависимости управляющего напряжения $U_{in}(t)$ (а) и линейной плотности фотонов $n_{phL}(t)$ (б) в резонаторе лазера-модулятора.

1. Vlasov Y., Green W.M.J., Xia F. *Nat. Photonics*, **2**, 242 (2008).
2. Kawata S., Kawata Y. *Chem. Rev.*, **100** (5), 1777 (2000).
3. Higgins S. *Chim. Oggi-Chem. Today*, **21** (1-2), 63 (2003).
4. Минкин В.И. *Изв. АН. Сер. химич.*, **4**, 673 (2008).
5. Morthier G. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **16** (7), 1616 (2004).
6. Toomey J.P., Kane D.M., Lee M.W., Shore K.A. *Opt. Express*, **18** (16), 16955 (2010).
7. Soref R., Bennett B. *IEEE J. Quantum Electron.*, **23** (1), 123 (1987).
8. Kalluri S., Ziari M., Chen A., Chuyanov V., Steier W.H., Chen D., Jalali B., Fetterman H.R., Dalton L. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **8** (5), 644 (1996).
9. Miller D.A.V. *Proc. IEEE*, **97** (7), 1166 (2009).
10. Edwards E.H., Audet R.M., Fei E.T., Claussen S.A., Schaevtz R.K., Tasyurek E., Rong Y., Kamins T.I., Harris J.S., Miller D.A.V. *Opt. Express*, **20** (28), 29164 (2012).
11. Vasudev A.P., Kang J.H., Park J., Liu X., Brongersma M.L. *Opt. Express*, **21** (22), 26387 (2013).
12. Коляда Н.А., Ньюшков Б.Н., Пивцов В.С., Дычков А.С., Фарносов С.А., Денисов В.И., Багаев С.Н. *Квантовая электроника*, **46** (12), 1110 (2016) [*Quantum Electron.*, **46** (12), 1110 (2016)].
13. Мухин А.В., Великанов С.Д., Глуходедов В.Д., Захаров Н.Г., Фролов Ю.Н. *Квантовая электроника*, **46** (8), 682 (2016) [*Quantum Electron.*, **46** (8), 682 (2016)].
14. Котов В.М., Аверин С.В., Котов Е.В., Воронко А.И., Тихомиров С.А. *Квантовая электроника*, **47** (2), 135 (2017) [*Quantum Electron.*, **47** (2), 135 (2017)].
15. Коноплев Б.Г., Рындин Е.А., Денисенко М.А. Патент на изобретение № 2400000. Приоритет от 11.03.2009.
16. Коноплев Б.Г., Рындин Е.А., Денисенко М.А. Патент на изобретение № 2520947. Приоритет от 07.11.2012.
17. Болховитянов Ю.Б., Пчеляков О.П. *УФН*, **178** (5), 459 (2008) [*Phys. Usp.*, **51** (5), 437 (2008)].
18. Коноплев Б.Г., Рындин Е.А., Денисенко М.А. *Микроэлектроника*, **42** (6), 440 (2013) [*Russ. Microelectron.*, **42** (6), 360 (2013)].
19. Коноплев Б.Г., Рындин Е.А., Денисенко М.А. *Микроэлектроника*, **44** (3), 220 (2015) [*Russ. Microelectron.*, **44** (3), 190 (2015)].
20. Konoplev B.G., Ryndin E.A., Denisenko M.A. *Proc. SPIE*, **9440**, 14 (2014).
21. Елисеев П.Г., Дракин А.Е. *Квантовая электроника*, **23** (4), 307 (1996) [*Quantum Electron.*, **26** (4), 299 (1996)].
22. Чжоу Вэй, Лю Шаобинь, У Дье, Чжан Сяолун, Тан У. *Квантовая электроника*, **44** (4), 289 (2014) [*Quantum Electron.*, **44** (4), 289 (2014)].
23. Zarifkar A., Ansari L., Moravvej-Farshi M.K. *Fiber Integr. Opt.*, **28**, 249 (2009).
24. Коноплев Б.Г., Рындин Е.А., Денисенко М.А. *Микроэлектроника*, **46** (3), 236 (2017) [*Russ. Microelectron.*, **46** (3), 216 (2017)].
25. Коноплев Б.Г., Рындин Е.А., Денисенко М.А. *Письма в ЖТФ*, **41** (12), 48 (2015) [*Tech. Phys. Lett.*, **41** (6), 587 (2015)].
26. Бубенников А.Н., Садовников А.Д. *Физико-технологическое проектирование биполярных элементов кремниевых БИС* (М.: Радио и связь, 1991).
27. Коноплев Б.Г., Рындин Е.А., Писаренко И.В. *Изв. вузов. Сер. Электроника*, **23** (3), 217 (2018).