

Синхронизация мод в полупроводниковом лазере на основе асимметричной квантоворазмерной GaAs/AlGaAs-гетероструктуры с внешним резонатором

П.П.Васильев, Х.Кан, Х.Ота, Т.Хирума, К.Танака

Построена теоретическая модель оптического усиления в полупроводниковых лазерах на асимметричных квантоворазмерных GaAs/AlGaAs-структурах. Продемонстрировано, что лазерные асимметричные квантоворазмерные структуры имеют в несколько раз большую ширину оптического спектра, чем обычные лазеры на квантовых ямах. Созданы экспериментальные образцы лазеров и светоизлучающих диодов с шириной спектра более 50 нм. В режиме активной синхронизации мод в лазере с внешним резонатором получены перестраиваемые по длине волны ультракороткие оптические импульсы длительностью 1–2 пс с частотой повторения 0.4–1 ГГц.

Ключевые слова: синхронизация мод, квантовые ямы, внешний резонатор.

1. Введение

Генерация ультракоротких оптических импульсов является одной из перспективных и увлекательных областей квантовой электроники. Современные твердотельные лазерные системы с синхронизацией мод позволяют генерировать импульсы длительностью в несколько фемтосекунд, что соизмеримо с периодом колебаний в оптическом диапазоне спектра. В то же время полупроводниковые лазеры, на заре лазерной эры казавшиеся весьма перспективными для генерации предельно коротких импульсов, в настоящее время сильно отстают по длительности генерируемых импульсов от указанных лазерных систем [1].

На наш взгляд, это обусловлено двумя главными факторами. Во-первых, ширина спектра оптического усиления в полупроводниковых лазерах в несколько раз меньше соответствующей величины, характерной для твердотельных лазеров. Во-вторых, из-за малого уровня мощности полупроводниковых лазеров еще не найдены среды с достаточно большими нелинейными коэффициентами, на основе которых можно было бы создать эффективные насыщающиеся поглотители типа SESAM или реализовать синхронизацию мод с использованием эффекта Керра.

Одним из наиболее перспективных способов увеличения ширины спектра генерации полупроводникового лазера является использование асимметричных квантоворазмерных структур [2]. Такие лазеры содержат несколько квантовых ям (КЯ), имеющих различную ширину и/или состав. Энергетическая диаграмма асимметричной

квантоворазмерной структуры, состоящей из четырех КЯ, схематически показана на рис.1. Поскольку энергетические уровни внутри ям зависят как от состава ямы, так и от ее ширины, то уровни в асимметричной структуре распределены в довольно широком спектральном диапазоне. Это означает, что суммарный коэффициент оптического усиления имеет гораздо более широкую спектральную ширину по сравнению с коэффициентом усиления от каждой ямы или от набора одинаковых КЯ. Кроме того, подбирая соответствующим образом ширины и состав КЯ, можно получить спектральную кривую усиления, имеющую плоскую вершину в относительно широком спектральном диапазоне.

Лазеры на асимметричных КЯ используются для генерации узкополосного излучения, перестраиваемого в широком спектральном диапазоне [3–6]; при этом лазер помещается во внешний дисперсионный резонатор, содержащий отражающую дифракционную решетку. В таком лазере на основе гетероструктуры InGaAsP была получена перестройка линии генерации более 170 нм в области длин волн 1.55 мкм [7].

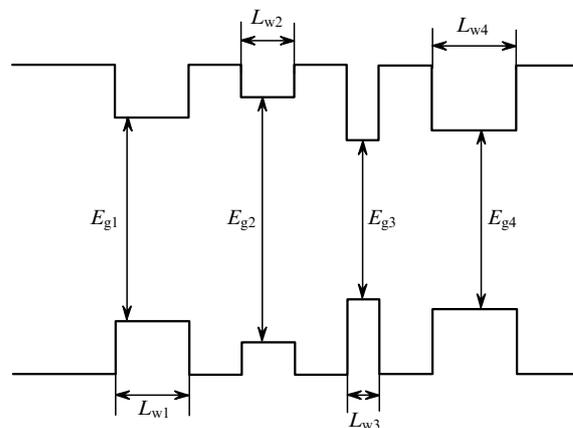


Рис.1. Энергетическая диаграмма асимметричной квантоворазмерной структуры, состоящей из четырех квантовых ям.

П.П.Васильев. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: peter@sci.lebedev.ru

Н.Кан, Н.Оhta, Т.Хирума, К.Танака. Central Research Laboratory, Hamamatsu Photonics K.K., 5000 Hirauchi, Hamamatsu City, 434 Japan

Поступила в редакцию 15 мая 2006 г., после доработки – 8 августа 2006 г.

В отличие от указанных работ, наша задача – использовать лазеры на асимметричных КЯ для генерации ультракоротких импульсов. Большая ширина спектров генерации таких лазеров позволяет надеяться на получение более коротких импульсов света и, кроме того, дает возможность создать источник таких импульсов, перестраиваемый в широком спектральном диапазоне [8].

Одной из основных задач при создании лазеров на асимметричных КЯ является правильный подбор ширины и состава каждой ямы. Для этого обычно строится теоретическая модель коэффициента усиления в такой структуре [5, 9–12]. В нашей работе мы также начнем с теоретического расчета коэффициента оптического усиления в квантоворазмерной структуре, состоящей из двух-четырех КЯ различной ширины и состава (разд.2). Исследованию основных свойств экспериментальных образцов лазеров, созданных на основании расчета, посвящен разд.3, результаты исследования активной синхронизации мод в лазере с внешним резонатором представлены в разд.4.

2. Расчет коэффициента усиления асимметричной квантоворазмерной структуры

Для построения теоретической модели и оптимизации параметров структур мы воспользовались подходом, развитым в работах [5, 9–12]. Спектр оптического усиления и его зависимость от тока накачки являются двумя важными параметрами, необходимыми для разработки лазеров на КЯ и улучшения их характеристик. Расчет спектра оптического усиления обычно производится двумя методами. Первый заключается в том, чтобы получить аналитические формулы для самого оптического усиления. Этот процесс требует минимума численных расчетов, однако обладает существенными ограничениями по применимости вследствие ограничений, вводимых в процессе вывода формул. Второй подход основан на численных методах, когда все параметры вычисляются без предварительных упрощений, что позволяет рассчитывать больше различных комбинаций асимметричных квантоворазмерных структур. Мы использовали второй подход. Моделирование проводилось при условии электронейтральности в квантовых ямах, а также при условии динамического равновесия носителей в подзонах для разных ям, а следовательно, одинаковости квазиуровней Ферми во всех ямах.

Для простоты будем считать, что усиление в структуре есть сумма вкладов от каждой ямы:

$$G(\hbar\omega) = \sum_i G_i(\hbar\omega). \quad (1)$$

Вследствие малости толщины активной области лазера оптическое излучение не локализовано в ней полностью. Для учета этого факта обычно используется коэффициент оптического ограничения Γ . Поскольку толщины каждой ямы могут быть различными, то и коэффициент оптического ограничения для каждой ямы будет свой. Тогда модовое усиление i -й ямы задается формулой

$$G_i(\hbar\omega) = \Gamma_i g_i(\hbar\omega), \quad (2)$$

где $g_i(\hbar\omega)$ – материальное усиление в i -й яме.

Для расчета материального усиления каждой ямы сначала строится энергетическая диаграмма структуры. На

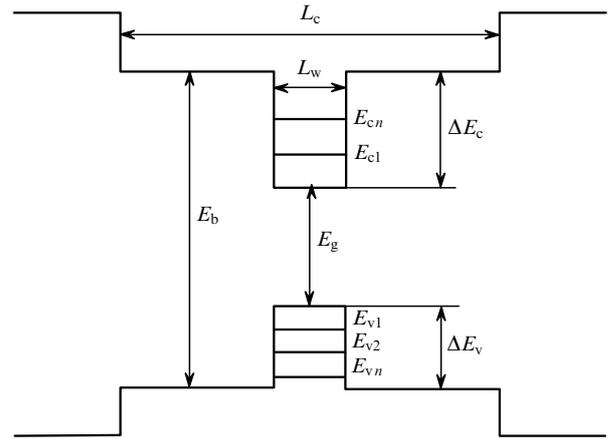


Рис.2. Зонная диаграмма квантовой ямы с уровнями энергии и обозначениями, использованными в численной модели.

рис.2 схематически показана диаграмма одной из квантовых ям. Для построения энергетической диаграммы всей структуры производится вычисление ширины запрещенной зоны каждого участка структуры. Для двухкомпонентного твердого раствора $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ это вычисление осуществляется по известным формулам. Далее при решении одномерного уравнения Шредингера в приближении эффективных масс вычисляются энергетические уровни электронов в квантовых ямах $E_{c1}, E_{c2}, \dots, E_{cn}, E_{v1}, E_{v2}, \dots, E_{vn}$. На этом этапе для упрощения задачи взяты довольно широкие барьеры между ямами, т. е. такие, при которых влияние одной ямы на другую мало. Благодаря этому упрощению можно считать уровни энергий для каждой ямы в отдельности, а не для всей структуры в целом.

После несложных вычислений [13] получаем трансцендентное уравнение для вычисления уровней энергии электронов в яме:

$$\frac{L_w \sqrt{2m_c E}}{\hbar} - \pi n = \arctan \frac{\sqrt{m_c E} / \sqrt{m_{bc1}}}{\sqrt{\Delta E_{c1} - E}} + \arctan \frac{\sqrt{m_c E} / \sqrt{m_{bc2}}}{\sqrt{\Delta E_{c2} - E}}, \quad (3)$$

где L_w – ширина ямы; m_c – эффективная масса электрона в яме; m_{bc1} – эффективная масса электрона для барьера слева; m_{bc2} – эффективная масса электрона для барьера справа; ΔE_{c1} – высота барьера слева; ΔE_{c2} – высота барьера справа; E – энергия частицы. Аналогичный вид имеет уравнение для уровней энергии дырок.

Далее для расчета оптического усиления определяется распределение носителей по различным квантовым состояниям. Для этого находится число возможных квантовых состояний электронов и дырок и определяется их фактическое распределение по квантовым состояниям. Первая часть этой задачи фактически сводится к вычислению плотности состояний для состояний в яме и состояний над ней, вторая – к нахождению квазиуровней Ферми для электронов, а также для тяжелых и легких дырок.

Коэффициент оптического усиления в КЯ может быть записан в следующем виде [14]:

$$g_{qw}(\hbar\omega, E) = \frac{\pi e^2}{m_0^2 \epsilon_0 c \omega n^2} \sum_{n_c} \sum_{n_v} \rho(E) M^2(E) (f_c - f_v), \quad (4)$$

где E – энергия; $\hbar\omega$ – энергия фотона; m_0 – масса электрона; c – скорость света в вакууме; n – показатель преломления активной среды; M – дипольный матричный элемент межзонного перехода; f_c и f_v – функции Ферми в зоне проводимости и в валентной зоне. Суммирование в (4) происходит по энергетическим уровням в валентной зоне и зоне проводимости. Комбинированная плотность состояний в (4) для переходов с тяжелыми (hh) и легкими (lh) дырками в дискретном и непрерывном спектрах выражается следующим образом [15]:

$$\rho_{lh}(E) = \frac{m_{lh}m_c H(E - E_g - E_{ci} + E_{vlhi})}{\pi \hbar^2 L_w (m_c + m_{lh})} \quad \text{для } E < E_{gb}, \quad (5)$$

$$\rho_{lh}(E) = \frac{4\pi}{(2\pi\hbar)^3} \left(\frac{2m_c m_{lh}}{m_c + m_{lh}} \right)^{3/2} \sqrt{E - E_g} \quad \text{для } E > E_{gb}, \quad (6)$$

$$\rho_{hh}(E) = \frac{m_{hh}m_c H(E - E_g - E_{ci} + E_{vhh})}{\pi \hbar^2 L_w (m_c + m_{hh})} \quad \text{для } E < E_{gb}, \quad (7)$$

$$\rho_{hh}(E) = \frac{4\pi}{(2\pi\hbar)^3} \left(\frac{2m_c m_{hh}}{m_c + m_{hh}} \right)^{3/2} \sqrt{E - E_g} \quad \text{для } E > E_{gb}, \quad (8)$$

где $H(E)$ – функция Хэвисайда. В квантовых ямах матричные элементы переходов с участием легких и тяжелых дырок вычисляются по формулам [15]

$$M_{hh}^2(E) = \frac{3}{4} M_{DH}^2(E) \times \left[1 + \frac{E_{ci}}{E_{ci} + m_{hh}(E - E_g - E_{ci} + E_{vhh}) / (m_c + m_{hh})} \right], \quad (9)$$

$$M_{lh}^2(E) = 2M_{DH}^2(E) - M_{hh}^2(E), \quad (10)$$

$$M_{DH}^2(E) = \frac{m_0^2 E_g (E_g + \Delta)}{12m_c (E_g + 2\Delta/3)}, \quad (11)$$

где Δ – энергия спин-орбитального расщепления. В уравнении (4) функции Ферми определяются так:

$$f_c = \left\{ 1 + \exp \left[\frac{E_{ci}}{kT} + \frac{m_{lh}(E - E_g - E_{ci} + E_{vlhi})}{(m_c + m_{lh})kT} - \frac{E_{fc}}{kT} \right] \right\}^{-1}, \quad (12)$$

$$f_v = \left\{ 1 + \exp \left[-\frac{E_{vlhi}}{kT} + \frac{m_c(E - E_g - E_{ci} + E_{vlhi})}{(m_c + m_{lh})kT} - \frac{E_{fv}}{kT} \right] \right\}^{-1}. \quad (13)$$

$$f_c = \left\{ 1 + \exp \left[\frac{E_{ci}}{kT} + \frac{m_{hh}(E - E_g - E_{ci} + E_{vhh})}{(m_c + m_{hh})kT} - \frac{E_{fc}}{kT} \right] \right\}^{-1}, \quad (14)$$

$$f_v = \left\{ 1 + \exp \left[-\frac{E_{vhh}}{kT} + \frac{m_c(E - E_g - E_{ci} + E_{vhh})}{(m_c + m_{hh})kT} - \frac{E_{fv}}{kT} \right] \right\}^{-1}, \quad (15)$$

где E_{fc} и E_{fv} – квазиуровни Ферми для электронов и дырок соответственно. Сходным образом вычисляется коэффициент усиления $g_{3D}(\hbar\omega, E)$ для непрерывного спектра (выше барьера).

Суммарное усиление для фотонов с энергией $\hbar\omega$ находится сверткой суммарного усиления в яме и носителей над барьером с весовой функцией $L(E)$, определяющей ширину уровней [14]. Для простоты представим эту функцию в виде функции Лоренца

$$\mathcal{F}(E) = \frac{1}{\pi} \frac{\hbar/\tau_{in}}{(\hbar/\tau_{in})^2 + (\hbar\omega - E)^2},$$

где τ_{in} – время внутризонной релаксации.

Тогда

$$g(\hbar\omega) = \int [g_{qw}(\hbar\omega, E) + g_{3D}(\hbar\omega, E)] \mathcal{F}(E) dE. \quad (16)$$

Оптическое усиление, концентрация носителей и плотность тока накачки в режиме стационарной генерации лазера определяются потерями в резонаторе α , длиной резонатора L и коэффициентами отражения граней R_1 , R_2 по известной формуле

$$R_1 R_2 \exp\{2[G(\omega) - \alpha]L\} = 1. \quad (17)$$

Таким образом, задавшись плотностью тока и используя выражения для вычисления оптического усиления через концентрацию электронов и дырок, а затем решая (17) относительно неизвестной концентрации, можно вычислить концентрацию носителей, а также оптическое усиление $G(\omega)$ в стационарном режиме. Для этих вычислений был написан комплекс математических программ, входными параметрами которых являются плотность тока накачки, параметры резонатора R_1 , R_2 , α и L , параметры гетероструктуры, число ям (2–4), их ширина и состав.

Задача состояла в таком подборе перечисленных параметров, чтобы спектральная линия усиления $G(\omega)$ имела наибольшую ширину, а линия усиления – по возможности плоскую вершину. С целью оптимизации структуры перебрали огромное количество значений этих параметров. Для примера приведем здесь один результат из многих. На рис.3 представлены формы линии усиления в асимметричной квантоворазмерной GaAs/AlGaAs-структуре при трех уровнях накачки. Число ям равно четырем, их ширины составляют 4, 8, 9 и 15 нм при ширинах запрещенных зон 1.50, 1.50, 1.60 и 1.42 эВ соответственно. Ширины спектра усиления на рис.3 составляют 19, 27 и 32 нм, что в несколько раз больше типичной ширины спектра усиления (8 нм) в стандартной квантоворазмерной структуре с одинаковым составом и одинаковой шириной КЯ при тех же уровнях накачки [14]. Как видно из рис.3,б, расчетный оптический спектр может иметь плоскую вершину, но, к сожалению, такая форма линии усиления сохраняется лишь в небольшом диапазоне токов накачки. При увеличении амплитуды тока линия деформируется из-за роста усиления с коротковолновой стороны, соответствующей высоколежащим уровням энергии в КЯ (рис.3,в).

3. Характеристики экспериментальных образцов

На основе результатов расчетов, описанных в предыдущем разделе, были созданы первые экспериментальные образцы асимметричных квантоворазмерных структур для генерации ультракоротких импульсов. Для простоты рассчитывались две квантовые ямы на диапазон длин волн 810–830 нм. Установлены оптимальный со-

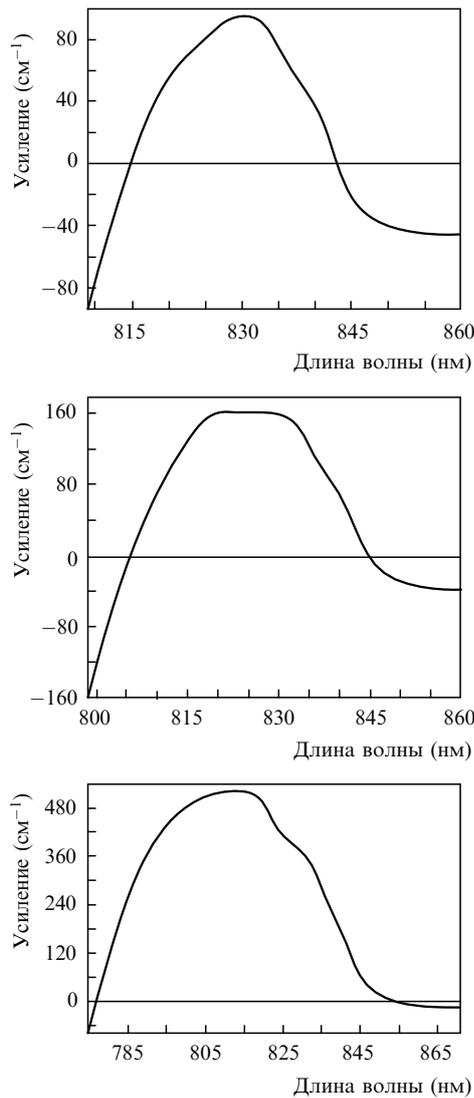


Рис.3. Расчетные спектры оптического усиления в асимметричной квантоворазмерной структуре, состоящей из четырех квантовых ям при плотностях тока накачки 429 (а), 479 (б) и 520 А/см² (в).

став и ширины ям, которые оказались равными 4 и 7.6 нм. Ширина разделяющего ямы барьера составила 15 нм. Было создано и исследовано около 20 образцов как со стандартным полосковым волноводом, перпендикулярным граням кристалла, так и с наклонным волноводом. Ширина волновода составляла 5–6 мкм, длина образцов – около 400 мкм, грани лазерных структур дополнительных покрытий не имели.

На рис.4 представлены типичные ватт-амперные характеристики двух экспериментальных структур со стандартным волноводом. Пороговый ток равнялся примерно 11 мА, дифференциальная эффективность лазеров была достаточно велика: выходная мощность могла достигать 20 мВт при токе около 50 мА. Длина волны генерации составляла 838 нм при токе 35 мА и температуре активной области 15 °С. Спектр был одномодовым вплоть до тока 53 мА, его ширина не превышала 0.2 нм.

Однако когда полосковый контакт лазера был наклонен к граням кристалла, излучательные характеристики сильно изменялись. Поведение структуры с наклонным волноводом стало, скорее, соответствовать характеристикам светоизлучающего диода, а не лазера. Действительно, вид ватт-амперной характеристики существенно из-

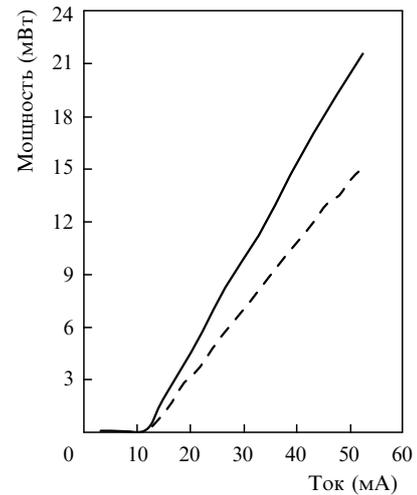


Рис.4. Ватт-амперные характеристики двух лазеров на основе асимметричных квантоворазмерных структур в непрерывном режиме генерации.

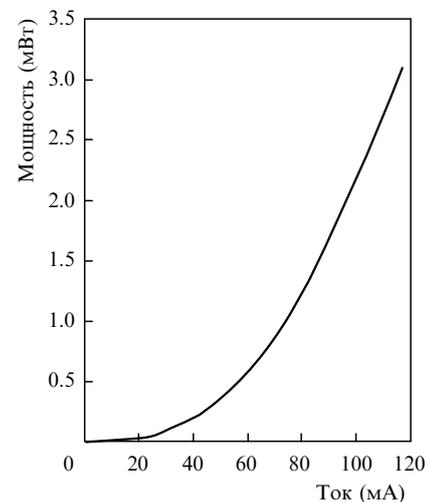


Рис.5. Типичная ватт-амперная характеристика структуры с наклонным полосковым контактом.

менился (рис.5), а ширина оптического спектра структуры одного из образцов очень возросла (51.2 нм на полувысоте), причем в нем отсутствовали пики продольных мод лазера (рис.6). Ширина спектра зависит от тока накачки; эта зависимость для другой структуры показана на рис.7. Типичная ширина спектра в широком диапазоне спектров накачки составляет более 25 нм, ее максимальное значение достигает 42.2 нм при токе 54 мА. Эти данные хорошо соответствуют расчетным значениям для асимметричных квантоворазмерных структур, приведенным ранее в разд.2 (см. рис.3).

Большая ширина спектра асимметричных квантоворазмерных структур позволяет создавать источники лазерного излучения, перестраиваемые в широком спектральном диапазоне, а также, в принципе, обеспечивать генерацию более коротких импульсов излучения.

Что касается перестройки линии излучения, то мы провели следующий эксперимент. Лазерная структура со спектром с почти плоской вершиной (рис.6) была помещена во внешний дисперсионный резонатор с геометрией, аналогичной [16]. Внешним отражателем служила дифракционная решетка 600 лин./мм. При тщательной настройке внешнего резонатора лазер генерировал одно-

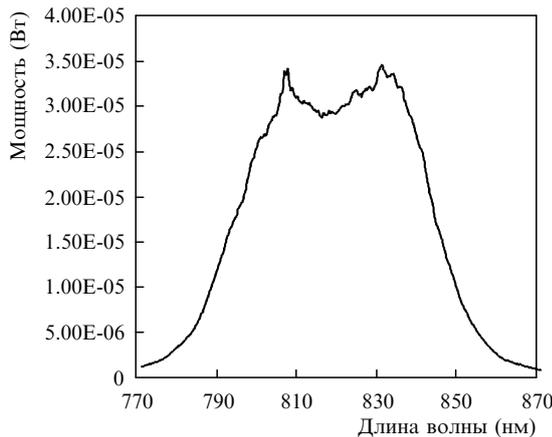


Рис.6. Пределно широкий спектр излучения асимметричной квантоворазмерной структуры с наклонным волноводом, состоящей из двух квантовых ям.

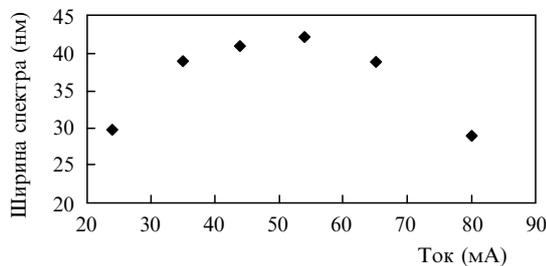


Рис.7. Ширина спектра излучения одной из асимметричных квантоворазмерных структур в зависимости от тока накачки.

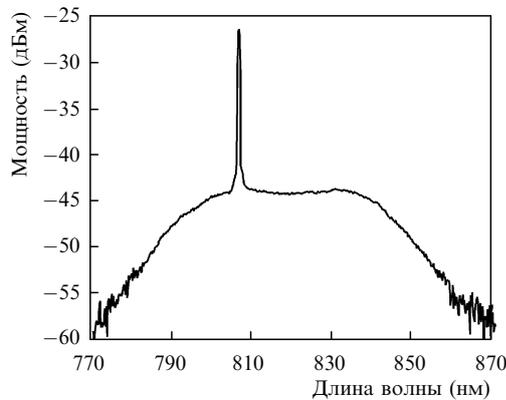


Рис.8. Типичный спектр излучения лазера с внешним дисперсионным резонатором в непрерывном режиме генерации.

частотное излучение с шириной линии менее 0.1 нм, которое можно было перестраивать в диапазоне 800–840 нм. Спектр излучения в этом режиме показан на рис.8.

Изменяя состав активной области, т. е. варьируя долю x алюминия в слоях гетероструктуры, можно менять центр линии генерации и получать перестраиваемое излучение в широком спектральном диапазоне. Такой источник перестраиваемого излучения может быть использован в спектроскопии в ближней ИК области спектра.

4. Активная синхронизация мод

Для генерации УКИ света в лазерах на основе асимметричных квантоворазмерных структур был использован самый простой метод – активная синхронизация мод

[1]. Лазерный чип с наклонным полосковым контактом и широким спектром излучения помещался во внешний резонатор, состоящий из коллимирующего объектива и внешнего отражателя. В качестве последнего использовалось либо плоское зеркало с высоким коэффициентом отражения, либо, как в предыдущем разделе, дифракционная решетка. Длина резонатора составляла примерно 37.5 см, что соответствовало резонансной частоте модуляции около 400 МГц. Такой выбор частоты модуляции был обусловлен тем, что длительность генерируемых импульсов измерялась в том числе и электронно-оптической камерой с синхронной разверткой и временным разрешением 10 пс. Резонансная частота развертки камеры составляла 100 МГц, поэтому, разделив частоту модуляции лазера на четыре, можно было устойчиво синхронизовать развертку камеры и частоту следования импульсов излучения.

На лазер вместе с постоянным током подавался синусоидальный высокочастотный сигнал мощностью до 1 Вт (30 дБм). Во избежание перегрева лазерный чип устанавливался на холодильник Пельтье, с помощью системы термостабилизации температура лазера поддерживалась равной 15 °С.

При ГВГ излучения длительность импульсов, помимо измерения с помощью электронно-оптической камеры, измерялась стандартным автокорреляционным методом. Погрешность измерения длительности импульсов при этом составляла менее 500 фс, что намного лучше временного разрешения камеры.

При наложении СВЧ модуляции одночастотный спектр лазера во внешнем резонаторе кардинально изменялся. Оптический спектр лазера в режиме активной синхронизации мод (частота модуляции в точности соответствует резонансной частоте внешнего резонатора) показан на рис.9. Ширина спектра равна 1.0 нм, центральная длина волны – 827 нм, при этом постоянный ток накачки составлял 27 мА, а мощность СВЧ сигнала – 1 Вт на частоте 402.0 МГц. Мощность излучения в режиме синхронизации мод была равна 4.7 мВт.

Измерение длительности импульса с помощью электронно-оптической камеры показало, что регистрируемая длительность (около 10 пс) очень близка к временному разрешению камеры. Поэтому точное измерение длительности в эксперименте осуществлялось по корреляционным функциям интенсивности. На рис.10 представлена

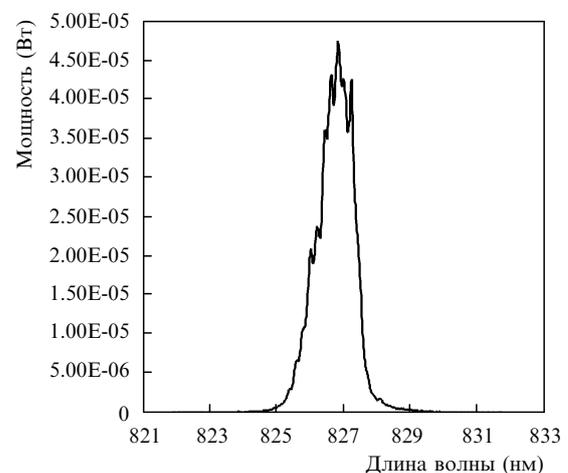


Рис.9. Оптический спектр излучения в режиме активной синхронизации мод лазера с внешним дисперсионным резонатором.

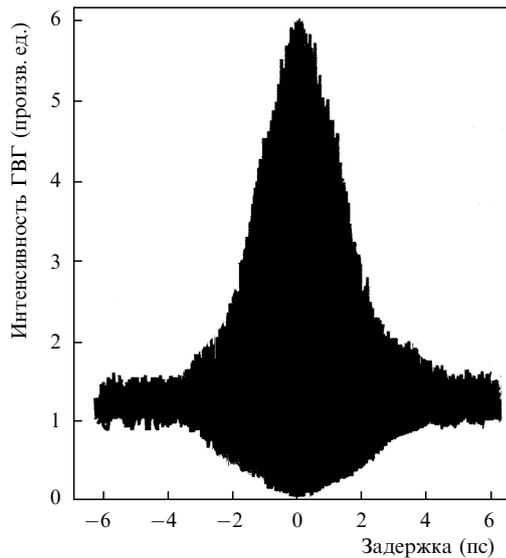


Рис.10. Автокорреляционная функция интенсивности с разрешением по кольцам в интерферометре в режиме активной синхронизации мод. Длительность импульсов равна 2.4 пс.

типичная интерферограмма ГВГ импульсов синхронизации мод. Ширина автокорреляционной функции составляла 3.7 пс, что соответствует истинной длительности оптического импульса 2.4 пс, если форма огибающей импульса имеет вид гиперболического секанса [1].

При изменении настройки резонатора, небольшом изменении его длины и соответствующей подстройке частоты резонансной модуляции удалось получить еще более короткие импульсы. Рис. 11 иллюстрирует автокорреляционную функцию интенсивности в этом случае. Как хорошо видно, кроме центрального пика интерферограмма имеет дополнительные боковые пики, что соответствует наличию субимпульса. Этот дополнительный импульс находится на расстоянии около 3.4 пс от основного. При этом длительность основного импульса равна 1.2 пс. Такое сжатие импульса по сравнению с длитель-

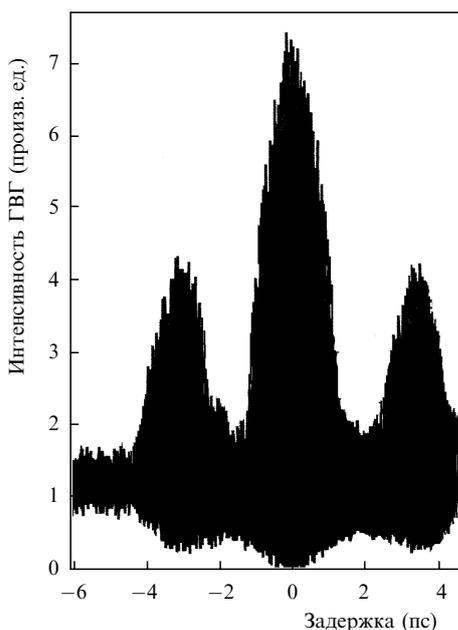


Рис.11. То же, что и на рис.10, при другой настройке резонатора. Длительность основного импульса составляет 1.2 пс.

ностью моноимпульса (2.4 пс) может быть обусловлено эффектом столкновения импульсов в нелинейной среде [1,17].

Центральную частоту спектра генерации импульсов синхронизации мод можно было варьировать, изменяя положение дифракционной решетки. Спектр излучения в этом случае выглядел аналогично представленному на рис.8. При этом длительность импульсов излучения оставалась практически постоянной во всем диапазоне перестройки от 800 до 840 нм, за исключением границ диапазона. Меняя длину внешнего резонатора и соответствующим образом подстраивая частоту модуляции, можно было получать пикосекундные импульсы с частотой следования в области до 1 ГГц.

Как показали результаты экспериментов, в режиме активной синхронизации мод удается возбудить и за-синхронизовать моды, принадлежащие лишь малой области (~ 1 нм) всего спектрального диапазона (30–40 нм), соответствующего ширине спектра усиления полупроводниковой среды. Это связано, на наш взгляд, со следующим обстоятельством. Сокращение длительности импульса (и соответствующее уширение спектра) в исследуемом режиме активной синхронизации мод обусловлено более сильным усилением на каждом проходе по резонатору той части импульса, которая лежит вблизи максимума коэффициента усиления, причем остальные части импульса либо усиливаются слабо, либо вообще поглощаются за счет модуляции коэффициента усиления внешним сигналом. Поскольку период модуляции лежит в наносекундном диапазоне, то кривизна временной зависимости коэффициента усиления весьма мала на временах, соответствующих длительности импульса. Поэтому сокращение длительности в пикосекундном диапазоне только за счет резонансной модуляции коэффициента усиления становится пренебрежимо малым. На спектральном языке это означает, что спектральный диапазон, в котором моды внешнего резонатора синхронизованы, остается весьма ограниченным. Другими словами, эффективность чисто активной синхронизации мод является недостаточной для генерации импульсов длительностью менее 1 пс. Для получения более коротких импульсов и использования всей имеющейся ширины спектра усиления лазеров на основе асимметричных квантоворазмерных структур необходимо реализовать гибридную (активно-пассивную) синхронизацию мод с использованием насыщающихся поглотителей, что будет сделано в нашей следующей работе.

В дополнение отметим, что существенное влияние на динамику может оказать кубическая (керровская) нелинейность активной среды лазеров. Эта нелинейность в полупроводниковых лазерах проявляется вследствие сильной зависимости показателя преломления от концентрации носителей и по величине эффекта относится к гигантским [18]. Поэтому в дальнейшем следует уделить особое внимание использованию керровской нелинейности в полупроводниковых лазерах для усиления эффекта синхронизации мод и генерации еще более коротких оптических импульсов.

5. Заключение

Таким образом, в данной работе мы провели экспериментальное и теоретическое исследование лазеров на основе асимметричных квантоворазмерных структур. По-

строена теоретическая модель коэффициента оптического усиления в лазерах с произвольным числом КЯ произвольной ширины и состава. Были рассчитаны спектры оптического усиления лазеров с двумя и четырьмя КЯ. Теоретически показано, что ширина спектра усиления в асимметричных квантоворазмерных структурах может достигать 30–40 нм, что в несколько раз превышает соответствующую ширину в стандартных КЯ. Тщательный подбор параметров позволяет сконструировать асимметричную структуру с широким спектром и почти плоской вершиной спектра оптического усиления, что является важным как для создания узкополосных перестраиваемых источников света, так и для генерации ультракоротких импульсов.

Созданы первые экспериментальные образцы асимметричных квантоворазмерных структур для генерации оптических УКИ. С целью получения максимально широкого спектра была рассчитана структура, состоящая из двух КЯ разной ширины, и определены ее оптимальные параметры. Экспериментальное исследование характеристик созданных образцов лазерных и светоизлучающих диодов продемонстрировало хорошее соответствие их параметров с расчетными. Зарегистрированная ширина спектра излучения составила 30–40 нм, что является весьма обнадеживающим результатом. Создан источник узкополосного (менее 0.1 нм) излучения, перестраиваемый в диапазоне длин волн 800–840 нм.

Осуществлена активная синхронизация мод в лазере на основе асимметричных квантоворазмерных структур с внешним дисперсионным резонатором. Получены перестраиваемые по длине волны импульсы света длительностью 1–2 пс при частоте следования около 400 МГц. Представляется перспективным использовать аналогичные асимметричные квантоворазмерные структуры для реализации гибридной (активно-пассивной) синхронизации мод с помощью насыщающихся поглотителей, кото-

рая позволит получить более короткие и более мощные импульсы длительностью несколько сотен фемтосекунд.

Авторы благодарят Ю.В.Коржецкого за помощь в проведении расчетов. Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант №06-02-16173а) и гранта Президента РФ поддержки ведущих научных школ (№НШ-6055.2006.2).

1. Vasil'ev P. *Ultrafast Diode Lasers: Fundamentals and Applications* (Norwood: Artech House, 1995).
2. Ikeda S., Shimizu A., Hara T. *Appl. Phys. Lett.*, **55**, 1155 (1989).
3. Gingrich H.S., Chumme D.R., Sun S.-Z., Hersee S.D., Lester L.F., Brueck S.R.J. *IEEE Photon. Tech. Lett.*, **9**, 155 (1997).
4. Lee B.-L., Lin C.-F. *IEEE Photon. Tech. Lett.*, **10**, 322 (1998).
5. Kononenko V.K., Afonenko A.A., Manak I.S., Nalivko S.V. *Opto-Electronics Review*, **8**, 241 (2000).
6. Kwon O.K., Kim K.H., Sim E.D., Kim J.H., Kim H.S., Oh K.R. *IEEE Photon. Tech. Lett.*, **17**, 537 (2005).
7. Woodworth S.C., Cassidy D.T., Hamp M.J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **39**, 426 (2003).
8. Brennan M.J., Milgram J.N., Mascher P., Haugen H.K. *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 2502 (2002).
9. Кононенко В.К., Манак И.С., Наливко С.В., Шевцов В.А., Шуляев Д.С. *ЖПС*, **64**, 221 (1997).
10. Hamp M.J., Cassidy D.T. *IEEE J. Quantum Electron.*, **36**, 978 (2000).
11. Hamp M.J., Cassidy D.T. *IEEE J. Quantum Electron.*, **37**, 92 (2001).
12. Vandermeer A.D., Cassidy D.T. *IEEE J. Quantum Electron.*, **41**, 917 (2005).
13. Makino T. *IEEE J. Quantum Electron.*, **32**, 493 (1996).
14. *Quantum Well Lasers*. Ed. by P.S.Zory (New York: Academic Press, 1993).
15. Rosenzweig M., Mohrle M., Duser H., Venghaus H. *IEEE J. Quantum Electron.*, **27**, 1804 (1991).
16. Бессонов Ю.Л., Богатов А.П., Васильев П.П., Морозов В.Н., Сергеев А.Б. *Квантовая электроника*, **9**, 2323 (1982).
17. Vasil'ev P.P., Morozov V.N., Popov Yu.M., Sergeev A. V. *IEEE J. Quantum Electron.*, **22**, 149 (1986).
18. Богатов А.П., Дураев В.П., Елисеев П.Г., Лукьянов С.А. *Квантовая электроника*, **15**, 1552 (1988).