

# Нелинейно-оптическое преобразование частоты в двухцветном лазере с вертикальным внешним резонатором

© Ю.А. Морозов<sup>¶</sup>, И.С. Нефедов, Т. Leinonen\*, М.Ю. Морозов<sup>+</sup>

Саратовский филиал Института радиотехники и электроники Российской академии наук,  
410019 Саратов, Россия

\* Optoelectronics Research Centre, Tampere University of Technology,  
P.O. Box 692, 33101 Tampere, Finland

<sup>+</sup> Саратовский государственный университет,  
410026 Саратов, Россия

(Получена 25 января 2007 г. Принята к печати 28 августа 2007 г.)

Численными методами исследовано нелинейно-оптическое преобразование, сопровождающееся генерацией разностной частоты в длинноволновой области среднего инфракрасного диапазона ( $\sim 17.7$  мкм) в двухчастотном лазере с вертикальным внешним резонатором. Нелинейный кристалл на основе GaAs встроен в состав выходного зеркала лазера и одновременно помещен в резонатор Фабри–Перо, настроенный на разностную частоту. Показано, что зависимость эффективности нелинейного преобразования от толщины кристалла имеет ярко выраженный резонансный характер, причем пиковые значения мощности оптического излучения в среднем инфракрасном диапазоне составляют порядка единиц милливатт при значениях параметров лазера и накачки, легко достижимых в эксперименте.

PACS: 42.55.Px, 85.35.Be, 78.45.+h, 78.67.De

## 1. Введение

Создание новых полупроводниковых лазеров в среднем инфракрасном (ИК) диапазоне представляет актуальную задачу лазерной физики и техники. Необходимость исследований в этом направлении продиктована явно недостаточной освоенностью указанного участка электромагнитного спектра средствами компактных когерентных источников излучения. В то же время такие приборы востребованы для целей спектроскопии, медицины, связи между космическими и военными объектами и т.д. (см., например, [1–3]). По существу только квантово-каскадные лазеры (ККЛ) [4] могут в настоящее время рассматриваться в качестве реальных исполнителей этой роли. Однако применение ККЛ сдерживается как принципиальными физическими особенностями непрерывного режима генерации, не позволяющими продвинуться без использования криогенных температур в диапазон длин волн, превышающих 10 мкм, так и техническими трудностями, связанными со сложностью изготовления активной области этих лазеров.

Эти обстоятельства обуславливают необходимость исследования возможности применения альтернативных способов для генерации излучения в среднем ИК диапазоне. В ряду таких альтернативных подходов может рассматриваться когерентное нелинейное трехволновое взаимодействие, сопровождающееся генерацией разностной гармоники в среднем или дальнем ИК диапазонах [5–7]. В полосковом лазере [5] и лазере с вертикальным излучением [6,7] предполагалось совмещать в одной структуре генерацию двухчастотного излучения и нелинейное преобразование частоты в средний (дальний) ИК диапазон. Выполненные оценки показывают, что вслед-

ствие использования высокодобротного вертикального резонатора величина электрического поля, соответствующего двухчастотным колебаниям, в ближнем ИК диапазоне более чем на порядок превышает аналогичную величину для полоскового лазера. Кроме того, в лазере с вертикальным резонатором (ЛВР) нет необходимости в обеспечении условия фазового синхронизма, поскольку длина резонатора не превышает длины когерентности. Однако для обеспечения приемлемой мощности генерации на разностной частоте необходимо, чтобы поперечное сечение пучков было достаточно большим (порядка  $10\,000$ – $100\,000$  мкм<sup>2</sup>). Хотя в ЛВР и не существует принципиальных трудностей в возбуждении пучков с таким поперечным сечением, в этом случае, по-видимому, не удастся избежать поперечной многомодовости пучков, что повлияет на качество спектра излучения.

Хорошо известно, что размещение активной среды в лазере с вертикальным излучением и внешним сферическим зеркалом позволяет решить проблему поперечной многомодовости для широкоапертурных пучков [8]. Кроме того, пространственное разделение во внешнем резонаторе активной среды, отвечающей за генерацию двухчастотного излучения, и нелинейного элемента для реализации когерентного трехволнового нелинейно-оптического преобразования должно, по оценкам, обеспечить формирование излучения высокого качества (т.е. поперечно-одномодового и с достаточным для приложений уровнем мощности) в среднем ИК диапазоне. Таким образом, оптимальным вариантом для реализации принципа нелинейного преобразования частоты вниз — в средний (дальний) ИК диапазон — чтобы, по-видимому, стать лазер с внешним вертикальным резонатором и возможностью одновременной генерации двух коаксиальных пучков излучения на двух частотах в ближнем ИК диапазоне.

<sup>¶</sup> E-mail: yuri.mor@rambler.ru

Недавно нами впервые создан образец такого двухчастотного лазера с оптической накачкой и вертикальным внешним резонатором (ЛВВР) [9]. В этом лазере достигнута одновременная генерация на двух длинах волн с интервалом приблизительно 60 нм в ближнем ИК диапазоне (около 1 мкм). Эффективность преобразования накачки в лазерное излучение уже в первом образце лазера составляет приблизительно 10%. Пучки оптического излучения на обеих длинах волн имеют гауссов профиль и являются дифракционно-ограниченными (фактор  $M^2 \approx 1.04$ ). Резонатор лазера образован плоским полупроводниковым брэгговским зеркалом (БЗ) из чередующихся четвертьволновых слоев GaAs/AlAs, с одной стороны, и обычным сферическим зеркалом — с другой. Таким образом, резонатор допускает размещение в нем нелинейного кристалла. Длина волны излучения, соответствующая разностной частоте, для этого лазера составляет приблизительно 17 мкм. Поскольку большинство нелинейных материалов, традиционно используемых в нелинейной оптике (например, дигидрофосфат калия (KDP), дигидрофосфат аммония (ADP), ниобат лития и др.), являются непрозрачными для излучения с длиной волны, превышающей 5 мкм, их применение для генерации разностной гармоники в этом диапазоне невозможно. С другой стороны, установлено, что материалы группы  $A^{III}B^V$  (GaAs, AlGaAs, InP и т.п.) могут с успехом применяться для нелинейного преобразования частоты в длинноволновую часть ИК диапазона [10]. Действительно, значения элементов тензора нелинейной восприимчивости, характеризующего решеточную нелинейность 2-го порядка этих материалов, достигают долей нм/В, т.е. в несколько раз превышают соответствующую величину для широко используемого кристалла ниобата лития. По отношению к KDP выигрыш в коэффициенте решеточной нелинейности еще более значителен и составляет 1.5 порядка величины [11]. Кроме того, эти материалы являются прозрачными вплоть до 17 мкм, обладают высокой оптической прочностью и прекрасными механическими свойствами. Однако эти полупроводники являются оптически изотропными и не допускают использования традиционных способов нелинейной оптики (на основе эффекта двулучепреломления) для обеспечения фазового согласования (синхронизации) взаимодействующих волн.

Повысить эффективность нелинейного преобразования в изотропных кристаллах можно по способу, идея которого в применении к удвоению частоты изложена еще в пионерской работе [12]. Один из вариантов реализации этой идеи для генерации разностной гармоники должен содержать нелинейный кристалл, помещенный в резонатор, настроенный на разностную частоту. Данная статья посвящена исследованию нелинейно-оптического преобразования частоты в резонаторе лазера [9] с размещенным в нем нелинейным элементом (НЭ) указанного типа. Другой вариант воплощения НЭ, в котором может быть реализовано преобразование частоты вниз с достаточно высокой эффективностью — так называемые

кристаллы с регулярной доменной структурой (РДС-кристаллы) [11,13]. Анализ трехволнового нелинейного преобразования частоты в двухцветном лазере с НЭ на основе РДС-кристалла мы оставляем до будущей работы.

## 2. Активная область двухцветного лазера с вертикальным внешним резонатором

На рис. 1 показана зонная диаграмма активной области ЛВВР, в котором наблюдалась устойчивая двухволновая генерация в непрерывном режиме в ближнем ИК диапазоне [9,14]. Активная область выращена методом молекулярно-лучевой эпитаксии поверх БЗ (DBR) и состоит из трех секций (I–III), разделенных барьерными блокинг-слоями из AlAs. Секции I и III содержат по две квантовые ямы (КЯ) состава  $In_{0.17}Ga_{0.83}As$  и шириной 8 нм (квантовая яма QW-S) для генерации излучения с длиной волны  $\lambda_S \approx 984$  нм. Во второй секции расположены четыре КЯ той же ширины, но с большей молярной долей индия ( $In_{0.23}Ga_{0.77}As$  — QW-L). Максимальный коэффициент усиления в этих ямах при пороговой концентрации носителей приблизительно соответствует длине волны  $\lambda_L \approx 1042$  нм. Структура электрического поля в резонаторе ЛВР на каждой из двух генерируемых частот приблизительно соответствует стоячей волне. Чтобы в наибольшей степени использовать доступный коэффициент усиления в КЯ, они находятся в пучностях „своего“ поля. С другой стороны, для снижения взаимного влияния оптических полей на различных частотах „длинноволновые“, т.е. более глубокие квантовые ямы QW-L, приходится на узлы коротковолнового излучения. Подчеркнем здесь важность именно такого расположения QW-L. В нашей работе [14] установлено, что устойчивая стационарная двухчастотная генерация возможна лишь в условиях минимальной связи оптических полей

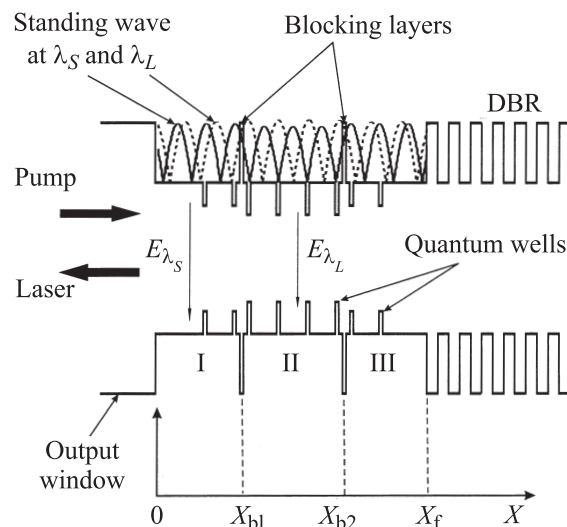


Рис. 1. Энергетическая диаграмма активной области лазера с вертикальным внешним резонатором.

на разных частотах. На рис. 1 распределение амплитуд электрического поля в активной области ЛВВР для коротковолнового излучения ( $\lambda_S$ ) показано сплошной, а для длинноволнового ( $\lambda_L$ ) — пунктирной линиями соответственно. Блокинг-слои прозрачны для оптической накачки и лазерного излучения, но непроницаемы для транспорта носителей между секциями. В отсутствие упомянутых блокинг-слоев концентрация носителей в более глубоких QW-L, вследствие их меньшего времени захвата и большего времени выброса носителей, быстрее достигает порогового значения. При дальнейшем увеличении мощности накачки концентрация носителей в этих КЯ остается практически на пороговом уровне, т.е. все избыточные носители „высвечиваются“ в виде оптического излучения. При этом концентрация носителей в мелких QW-S также перестает расти и практически невозможным оказывается достижение пороговой концентрации для коротковолнового излучения. Таким образом, в отсутствие блокинг-слоев при любых уровнях накачки реализуется возбуждение только излучения с длиной волны  $\lambda_L$ . Эта качественная картина была подтверждена в ходе прямых экспериментальных исследований в работе [9].

Брэгговский отражатель (DBR), выполненный из чередующихся четвертьволновых слоев GaAs/AlAs, и выходное окно лазера (output window Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As) практически ничем не отличаются от соответствующих элементов обычного одночастотного ЛВР. Для обеспечения эффективного отведения тепла от лазерной структуры к выходному окну лазера методом капиллярного соединения (capillar bonding) [15] крепился алмазный теплоотвод. На поверхность алмаза, обращенную внутрь резонатора, наносилось антиотражающее покрытие для предотвращения проявлений эталонного эффекта в толще теплоотвода.

### 3. Анализ оптической накачки активной области

Для определения оптических полей и частот излучения была решена электродинамическая задача на собственные значения уравнения Гельмгольца в квазиоптическом приближении. Оптическая накачка лазерной структуры выполняется через то же окно, которое используется для вывода энергии излучения во внешний резонатор (рис. 1). С учетом экспоненциального затухания мощности накачки по направлению в глубь структуры и для возможно более полного выравнивания коэффициента усиления на обеих частотах количество КЯ и их комбинация были выбраны в виде, указанном на рис. 1.

При анализе оптической накачки мы полагали, что излучение накачки поглощается преимущественно в барьерных слоях. В отсутствие постоянного электрического поля транспорт носителей в барьерах определяется

диффузией и рекомбинацией [16]

$$D_a \frac{d^2 n}{dx^2} - \frac{n}{\tau} + G = 0. \quad (1)$$

Здесь  $n$  — концентрация носителей,  $D_a$  — коэффициент амбиполярной диффузии и  $\tau$  — время жизни носителей в результате рекомбинации. Скорость генерации носителей в результате поглощения излучения определяется следующим выражением:

$$G = \frac{P_{in}}{hc} \frac{\alpha \lambda_p}{\pi r^2} e^{-\alpha x} = G_0 e^{-\alpha x},$$

где  $P_{in}$  — мощность накачки на входе в поглощающую секцию ( $x = 0$ );  $r$ ,  $\lambda_p$  и  $\alpha$  — радиус пятна, длина волны и коэффициент поглощения излучения накачки,  $h$  — постоянная Планка,  $c$  — скорость света. Общее решение уравнения (1) таково:

$$n(X) = C_1 \operatorname{sh} X + C_2 \operatorname{ch} X + n_G e^{-\alpha X}, \quad (2)$$

где  $X = x/L_a$ ,  $a = \alpha L_a$ ,  $n_G = G_0 \tau / (1 - a^2)$  и  $L_a = \sqrt{D_a \tau}$  — диффузионная длина,  $C_{1,2}$  — константы. Выражение (1) справедливо в барьерных слоях и должно решаться с учетом условий, задаваемых на границах, т.е. при значениях  $X$ , отвечающих скачку энергии на зонной диаграмме. Мы полагаем, что транспорт носителей через блокинг-слои, а также на границах активного слоя (при  $X = 0$  и при  $X = X_f$ , см. рис. 1) отсутствует. Поэтому, уравнение (1) нужно решать для каждой секции по отдельности. Поскольку существует конечное значение потока носителей в КЯ из барьерных слоев, примыкающих к этой КЯ, все константы  $C_{1,2}^{(j)}$  являются зависимыми в пределах каждой секции ( $j = 1, 2, \dots, (m+1)$ ;  $m$  — количество ям в секции). Используя уравнения баланса носителей на уровнях размерного квантования в ямах и принадлежащих континууму в барьерных слоях на границах ямы, можно получить взаимосвязь констант  $C_{1,2}^{(j)}$ , соответствующих соседним барьерным слоям (подробное описание вывода помещено в *Приложении*):

$$\begin{pmatrix} C_1^{(j+1)} \\ C_2^{(j+1)} \end{pmatrix} = \hat{M} \begin{pmatrix} C_1^{(j)} \\ C_2^{(j)} \end{pmatrix} + \xi n_G e^{-\alpha X_{QW}^{(j)}} \begin{pmatrix} \operatorname{ch} X_{QW}^{(j)} \\ -\operatorname{sh} X_{QW}^{(j)} \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Как видно, для того чтобы воспользоваться итерационным алгоритмом (3), необходимо вначале определить пару значений  $C_{1,2}^{(1)}$ . Однако только величина  $C_1^{(1)}$  может быть определена сразу (на основании непроницаемости барьера в точке  $X = 0$ ):

$$\left. \frac{dn}{dX} \right|_0 = C_1^{(1)} - a n_G = 0. \quad (4)$$

Таким образом, для полного решения задачи необходимо найти такое значение  $C_2^{(1)}$ , которое, будучи использовано вместе с известным значением  $C_1^{(1)}$  в уравнении (3),

обеспечило бы выполнение следующего граничного условия:

$$\left. \frac{dn}{dX} \right|_{X_{b1}} = C_1^{(m+1)} \operatorname{ch} X_{b1} + C_2^{(m+1)} \operatorname{sh} X_{b1} - an_G e^{-aX_{b1}} = 0. \quad (5)$$

Это уравнение получено вследствие предположения об отсутствии транспорта носителей, сгенерированных накачкой, через барьер в виде блокинг-слоя в сечении  $X = X_{b1}$ .

Очевидно, что представленный подход может быть применен для каждой из секций при учете соответствующего затухания уровня накачки  $P_{in}$  на входе в секцию.

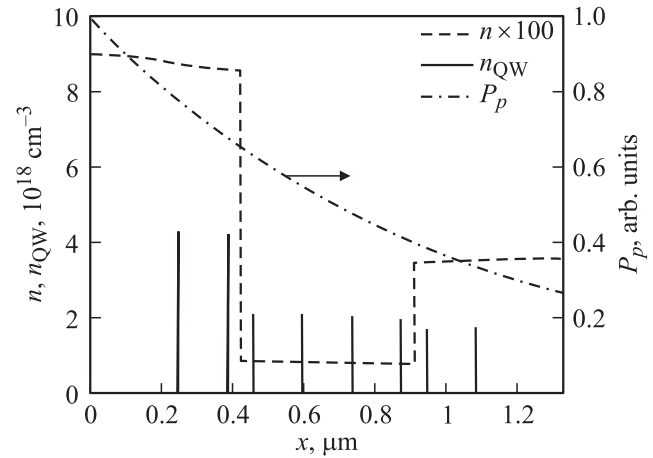
На рис. 2 показаны результаты расчета плотности носителей в барьерах ( $n$ ), в КЯ ( $n_{QW}$ ) и распределение мощности накачки по длине структуры. Падающая мощность накачки находится ниже порогового уровня возбуждения колебаний с длиной волны  $\lambda_S$  и  $\lambda_L$ . Значения параметров лазера и накачки, использованные в расчетах, приведены в таблице.

Из рис. 2 следует, что независимая накачка отдельных секций приводит к появлению скачков на графике плотности носителей в барьерах активного слоя структуры при значениях  $X$ , совпадающих с местоположением блокинг-слоев. Соотношение плотности носителей в КЯ ( $n_{QW}$ ) и в состояниях, принадлежащих континууму в барьерных слоях ( $n$ ) вблизи КЯ, определяется в основном величиной  $\tau_e/\tau_c$  (см. уравнение (П4)) при условии  $\tau_e \ll \tau_r$ . Поэтому аккумуляция носителей в более глубоких QW-L (с большим значением  $\tau_e$  и меньшим  $\tau_c$ ) является более эффективным, чем в мелких. Эта очевидная оценка подтверждается и графиками на рис. 2. Таким образом, если неидентичные

Параметры лазера и накачки

Параметр	Ед. изм.	Значение	
QW-S	$\tau_c$	пс	0.2
	$\tau_e$	пс	10
QW-L	$\tau_c$	пс	0.1
	$\tau_e$	пс	25
$t_{QW}$	нм	8	
$\tau_r$	нс	2	
$\tau$	нс	3	
$D_a$	см <sup>2</sup> /с	10	
$\alpha$	см <sup>-1</sup>	10 000	
$P_{in}$	Вт	0.45	
$\lambda_p$	нм	808	
$\lambda_S$	нм	984	
$\lambda_L$	нм	1042	
$r$	мкм	65	

*Примечание.*  $\tau_c$  и  $\tau_e$  — времена захвата и выброса носителей заряда из КЯ;  $t_{QW}$  — толщина КЯ,  $\tau$  — время жизни носителей заряда в результате рекомбинации в барьере;  $\tau_r$  — то же в квантовой яме;  $D_a$  — коэффициент амбиполярной диффузии;  $\alpha$ ,  $P_{in}$ ,  $\lambda_p$ ,  $r$  — коэффициент поглощения, мощность на входе, длина волны, радиус пятна излучения накачки;  $\lambda_S$  — коротковолновое излучение из квантовых ям QW-S;  $\lambda_L$  — длинноволновое излучение из квантовых ям QW-L.

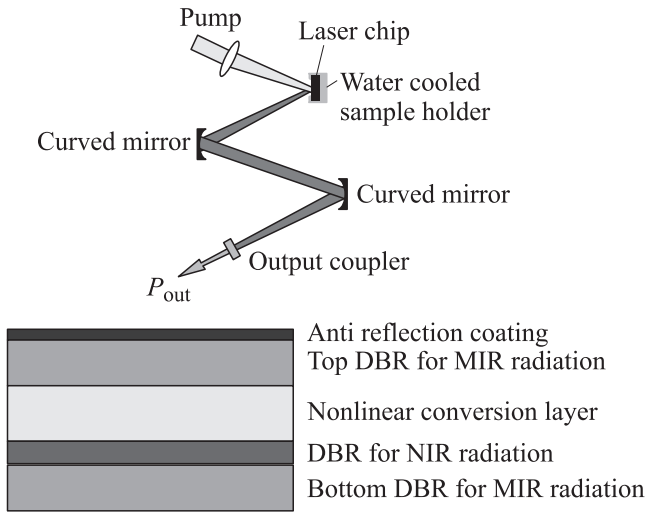


**Рис. 2.** Распределение носителей заряда в барьерах ( $n$ ), квантовых ямах ( $n_{QW}$ ) и мощности накачки ( $P_p$ ) в активной области.

КЯ не разделены блокинг-слоями, препятствующими обмену носителями, почти все носители оказываются захваченными более глубокими QW-L. Когда вследствие увеличения мощности накачки концентрация  $n_{QW}$  в этих ямах достигает порогового значения и фиксируется в результате стимулированного излучения, заселение мелких QW-S оказывается на уровне, недостаточном для возбуждения коротковолнового излучения при любом разумном уровне накачки.

#### 4. Генерация разностной частоты

Схематическое устройство выходного зеркала (output coupler) ЛВВР, с которым конструктивно совмещен нелинейный элемент (НЭ) для преобразования частоты двухцветного излучения в разностную гармонику, показано на рис. 3. На вставке к рисунку изображена общая схема лазера с внешним резонатором в Z-конфигурации. (Очевидно, что возможны различные модификации внешнего резонатора при сохранении общей идеи устройства.) Слой нелинейного преобразования частоты (nonlinear conversion layer) помещен внутри резонатора Фабри-Перо, образованного между брэгговскими отражателями (top (bottom) DBR). Как будет показано далее, эффективность нелинейно-оптического преобразования возрастает при настройке этого резонатора на разностную частоту при длине, приблизительно соответствующей длине когерентности взаимодействующих волн. Внутри указанного резонатора помещено также БЗ для двухчастотного излучения (DBR for NIR radiation), замыкающее внешний резонатор лазера. Разумеется, верхнее БЗ, отражающее разностную частоту, должно быть прозрачным для двухцветного излучения в ближнем ИК диапазоне. Кроме того, для снижения потерь этого излучения, обусловленных отражением, на переднюю грань структуры нанесено антиотражающее покрытие. Предполагается, что структура может быть



**Рис. 3.** Выходное зеркало лазера с вертикальным внешним резонатором. На вставке — схема лазера с внешним резонатором в Z-конфигурации.

изготовлена в следующей последовательности. Сначала на наклонной (например, [311]) подложке GaAs выращивается БЗ для излучения ближнего ИК диапазона (NIR) и слой нелинейного преобразования. (Напомним, что тензор нелинейной восприимчивости GaAs таков, что для нелинейного взаимодействия волн, распространяющихся коллинеарно, возможно использование только наклонной ориентации кристаллической решетки.) Затем подложка стравливается и наносятся зеркала для среднего ИК диапазона (MIR) и антиотражающее покрытие.

Распределение электрического поля с длинами волн  $\lambda_{S,L}$  внутри структуры выходного зеркала вычислялось в квазиоптическом приближении с помощью стандартного метода матриц передачи. При этом на выходной (нижней на рис. 3) поверхности зеркала использовалось граничное условие, предполагающее наличие в свободном пространстве лишь волн, бегущих по направлению от структуры. Оценка амплитуд высокочастотных волн внутри слоя нелинейного преобразования проводилась в соответствии с соотношением

$$E_0^{(i)} = \sqrt{\frac{2P_i \rho_0}{S n_i}},$$

где  $i = 1, 2$  для излучения с длиной волны  $\lambda_S, \lambda_L$  соответственно;  $P_i$  — мощность волн в материале с показателем преломления  $n_i$ ;  $S$  — сечение пучка;  $\rho_0 = 120\pi$  — волновое сопротивление свободного пространства.

Для определения электрического поля  $E_r$  на разностной частоте решалось неоднородное волновое уравнение с заданными сторонними источниками:

$$(\nabla^2 + \gamma^2)E_r = -\frac{\gamma^2}{\epsilon \epsilon_0} \wp, \quad (6)$$

где  $\nabla^2 = d^2/dz^2$  — лапласиан,  $\gamma = k_0 \sqrt{\epsilon}$  — волновое число,  $\epsilon$  — относительная диэлектрическая проница-

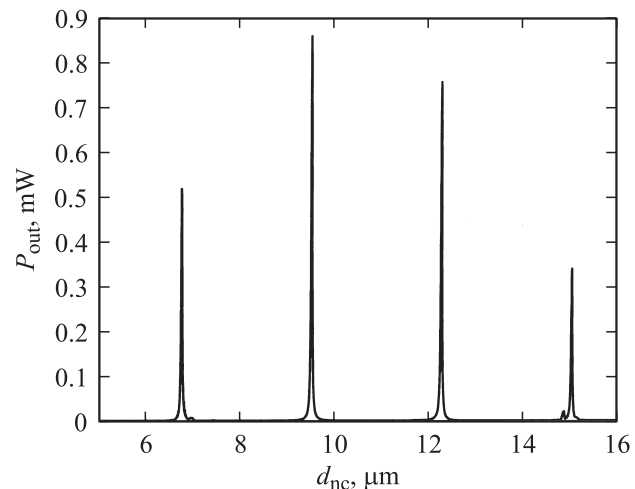
мость,  $\epsilon_0$  — диэлектрическая постоянная,  $k_0 = 2\pi/\lambda_r$ ,  $\lambda_r$  — длина волны на разностной частоте,

$$\wp = 2\chi \epsilon_0 d_{14} E_0^{(1)} E_0^{(2)} \psi_1(z) \psi_2(z)$$

— нелинейная поляризация среды,  $d_{14}$  — элемент тензора нелинейной восприимчивости;  $\chi = 27/(11\sqrt{22})$  — коэффициент, обусловленный поворотом кристалла относительно плоскости (100);  $\psi_{1,2}(z)$  — нормированное значение электрического поля для волн  $\lambda_{S,L}$ . Для решения применялся подход, сочетающий метод функций Грина с методом матриц передачи [17]. Этот подход является вполне строгим в математическом отношении, поскольку не связан ни с разложением искомых полей по собственным функциям задачи, ни с использованием укороченных уравнений, полученных по методу медленно меняющихся амплитуд.

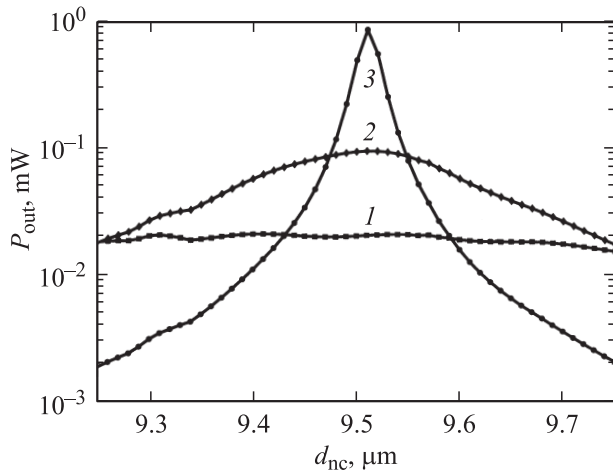
График зависимости мощности на разностной частоте от толщины слоя  $d_{nc}$  нелинейного преобразования показан на рис. 4. При расчетах использованы следующие значения параметров задачи:  $P_{1,2} = 200$  Вт, радиус пучков в слое равен 50 мкм,  $d_{14}(\text{GaAs}) = 170$  пм/В,  $\lambda_r = 17.7$  мкм, коэффициент поглощения излучения среднего ИК диапазона в материале равен  $1 \text{ см}^{-1}$  [13], количество пар слоев брэгговского отражателя для излучения ближнего ИК  $N_{\text{NIR}} = 30$ . Заметим, что указанное значение мощности относится к полям внутри резонатора и легко может быть достигнуто при мощности оптической накачки порядка 10 Вт и коэффициенте отражения выходного зеркала 0.99. Коэффициент отражения обоих БЗ среднего ИК диапазона, включающих в наш пример по  $N_{\text{MIR}} = 10$  пар слоев GaAs/AlAs, составляет 0.93.

Как следует из рис. 4, зависимость мощности полезного излучения от толщины слоя нелинейного преобразования  $d_{nc}$  носит резонансный характер с довольно резкими пиками неодинаковой высоты, следующими с интервалом, приблизительно совпадающим со значением  $\lambda_r/2n_r$ , как и должно быть при возбуждении



**Рис. 4.** Зависимость мощности излучения  $P_{\text{out}}$  разностной частоте от толщины слоя нелинейного преобразования  $d_{nc}$ .





**Рис. 5.** Влияние коэффициента отражения брэгговских зеркал  $R_{\text{MIR}}$  (количества пар слоев  $N_{\text{MIR}}$ ) на резонансную кривую нелинейно-оптического преобразования: 1 —  $R_{\text{MIR}} = 0$  ( $N_{\text{MIR}} = 0$ ), 2 —  $R_{\text{MIR}} = 0.44$  ( $N_{\text{MIR}} = 4$ ), 3 —  $R_{\text{MIR}} = 0.93$  ( $N_{\text{MIR}} = 10$ ).

резонатора Фабри–Перо. Пик максимальной амплитуды наблюдается при значении  $d_{\text{nc}} = 9.51$  мкм, что с учетом толщины БЗ ближнего ИК, также входящего в состав резонатора разностной частоты, приблизительно соответствует длине когерентности  $L_{\text{coh}} = \pi/\Delta k \approx 10.5$  мкм. Здесь  $\Delta k$  — волновая расстройка взаимодействующих волн. Очевидно, что последующие пики максимального преобразования должны наблюдаться при резонансных значениях толщины  $d_{\text{nc}}$ , приблизительно совпадающих с нечетным количеством длин когерентности.

На рис. 5 показано влияние коэффициента отражения разностной частоты  $R_{\text{MIR}}$  (т.е. количества пар слоев  $N_{\text{MIR}}$ ) на резонансную кривую нелинейно-оптического преобразования. Видно, что с ростом этого коэффициента резонанс обостряется, а значения мощности на вершине кривой достигает больших значений. (Обратим внимание на полулогарифмический масштаб по осям графика.) Пиковые значения мощности достигают максимума при одинаковых потерях излучения разностной частоты внутри резонатора и вне его. Как показывают оценки, для заданных значений параметров максимальное значение мощности достигает уровня  $P_{\text{out}}^{\text{max}} \approx 2.2$  мВт при  $N_{\text{MIR}} = 16$  ( $R_{\text{MIR}} = 0.993$ ).

## 5. Заключение

Проведен анализ нелинейного преобразования частоты в длинноволновую область ( $\sim 17.7$  мкм) ИК диапазона в двухчастотном лазере с вертикальным внешним резонатором [9]. Нелинейный элемент конструктивно совмещен с выходным зеркалом лазера. Для повышения эффективности генерации разностной гармоники, нелинейный кристалл одновременно помещен в резонатор Фабри–Перо, настроенный на разностную частоту.

Установлено, что зависимость эффективности нелинейного преобразования от толщины кристалла имеет ярко выраженный резонансный характер, причем максимальные пиковые значения приблизительно соответствуют расположению нечетного количества длин когерентности на длине резонатора.

Показано, что при значениях параметров лазера и накачки, легко достижимых в эксперименте, значения мощности оптического излучения в среднем ИК составляют величину порядка единиц милливатт.

Авторы выражают признательность Академии наук Финляндии за частичную поддержку работы в рамках проектов 115810 и 109080.

## Приложение

Мы полагаем, что концентрация носителей заряда в барьерах на границах любой КЯ непрерывна. Поэтому

$$(C_1^{(j)} - C_1^{(j+1)}) \text{th} X_{\text{QW}}^{(j)} = C_2^{(j+1)} - C_2^{(j)}, \quad (\text{П.1})$$

где  $C_{1,2}^{(j)}$  — константы, относящиеся к  $j$ -му барьеру;  $X_{\text{QW}}^{(j)}$  — положение  $j$ -й КЯ.

Скоростное уравнение, определяющее баланс носителей в барьерах на границах КЯ, таково (см., например, [16]):

$$\frac{dn^{(j)}}{dt} = \frac{1}{t_{\text{QW}}^{(j)}} (J_-^{(j)} - J_+^{(j)}) - \frac{n^{(j)}}{\tau_c} + \frac{n_{\text{QW}}^{(j)}}{\tau_e}. \quad (\text{П.2})$$

где

$$J_{-,+}^{(j)} = -\frac{D_a}{L_a} \left. \frac{dn^{(j)}}{dX} \right|_{X_{\text{QW}}^{(j)} \mp 0} \quad (\text{П.3})$$

— плотность потока носителей в состоянии континуума в барьерных слоях слева и справа от КЯ,  $t_{\text{QW}}^{(j)}$  и  $n_{\text{QW}}^{(j)}$  — толщина и концентрация носителей в КЯ,  $n^{(j)} = n(X_{\text{QW}}^{(j)})$  — плотность носителей над ямой,  $\tau_c$  и  $\tau_e$  — времена захвата и выброса носителей из КЯ.

Скоростное уравнение для концентрации носителей в яме, не превышающей пороговую, выглядит следующим образом:

$$\frac{dn_{\text{QW}}^{(j)}}{dt} = \frac{n^{(j)}}{\tau_e} - n_{\text{QW}}^{(j)} \left( \frac{1}{\tau_e} + \frac{1}{\tau_r} \right), \quad (\text{П.4})$$

где

$$\frac{1}{\tau_r} = A + Bn_{\text{QW}}^{(j)} + C(n_{\text{QW}}^{(j)})^2;$$

$A$ ,  $B$  и  $C$  — коэффициенты безызлучательной, бимолекулярной и оже-рекомбинации. Для стационарного решения уравнений (П.2) и (П.4) получим

$$J_- - J_+ = \xi_0 n^{(j)}, \quad (\text{П.5})$$

причем

$$\xi_0 = \frac{t_{\text{QW}}^{(j)}}{\tau_c} \frac{\tau_e}{\tau_e + \tau_r}.$$

Уравнения (П.1), (П.2) и (П.5) определяют взаимосвязь коэффициентов  $C_{1,2}$  по обе стороны от  $j$ -й КЯ:

$$\begin{pmatrix} C_1^{(j+1)} \\ C_2^{(j+1)} \end{pmatrix} = \hat{M} \begin{pmatrix} C_1^{(j)} \\ C_2^{(j)} \end{pmatrix} + \xi n_G e^{-aX_{\text{QW}}^{(j)}} \begin{pmatrix} \text{ch } X_{\text{QW}}^{(j)} \\ -\text{sh } X_{\text{QW}}^{(j)} \end{pmatrix},$$

где

$$\hat{M} = \begin{pmatrix} 1 + 0.5\xi \text{sh } 2X_{\text{QW}}^{(j)} & \xi \text{ch}^2 X_{\text{QW}}^{(j)} \\ -\xi \text{sh}^2 X_{\text{QW}}^{(j)} & 1 - 0.5\xi \text{sh } 2X_{\text{QW}}^{(j)} \end{pmatrix}$$

и  $\xi = \xi_0 L_a / D_a$ .

## Список литературы

- [1] А.А. Белянин, Д. Демпе, В.В. Кочаровский, Вл.В. Кочаровский, Д.С. Пестов, М.О. Скалли. УФН, **173**, 1015 (2003).
- [2] R. Curl, F. Tittel. Annu. Rep. Prog. Sect. C, **98**, 219 (2002).
- [3] P. Rudy. Photonic Spectra, **1**, 102 (2005).
- [4] M. Beck, D. Hofstetter, T. Aellen, J. Faist, U. Oesterle, M. Pegems, E. Gini, H. Melchior. Science, **295**, 301 (2002).
- [5] В.Я. Алешкин, А.А. Афоненко, Н.Б. Бвонков. ФТП, **35**, 1256 (2001).
- [6] Ю.А. Морозов, И.С. Нефедов, В.Я. Алешкин. ЖТФ, **74** (5), 71 (2004).
- [7] Ю.А. Морозов, И.С. Нефедов, В.Я. Алешкин. ФТП, **38** (11), 1392 (2004).
- [8] M. Kuznetsov, F. Hakimi, R. Sprague et al. IEEE Select. Top. Quant. Electron., **5**, 561 (1999).
- [9] T. Leinonen, Yu.A. Morozov, A. Härkönen, M. Pessa. IEEE Phot. Techn. Lett., **17**, 2508 (2005).
- [10] R. Haidar, N. Forget, E. Rosencher. IEEE J. Quant. Electron., **39**, 569 (2003).
- [11] E. Lallier, L. Becouarn, M. Brevignon et. al. Electron. Lett., **34**, 1609 (1998).
- [12] J. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, P. Pershan. Phys. Rev., **127**, 1918 (1962).
- [13] D. Zheng, L. Gordon, Y. Wu et. al. Opt. Lett., **23**, 1010 (1998).
- [14] Yu.A. Morozov, T. Leinonen, A. Härkönen, M. Pessa. IEEE J. Quant. Electron., **42**, 1055 (2006).
- [15] Z. Liau. Appl. Phys. Lett., **77**, 651 (2000).
- [16] J. Geske, K.-G. Gan, Y. Okuno, J. Piprek, and J. Bowers. IEEE J. Quant. Electron., **40**, 1155 (2004).
- [17] Ю.А. Морозов, И.С. Нефедов, В.Я. Алешкин, И.В. Красникова. ФТП, **39** (1), 124 (2005).

Редактор Т.А. Полянская

## Nonlinear optical frequency conversion in two-color vertical external-cavity surface-emitting laser

Yu.A. Morozov, I.S. Nefedov, T. Leinonen\*, M.Yu. Morozov<sup>†</sup>

Institute of Radio Engineering & Electronics of Russian Academy of Sciences, Saratov Branch, 410019 Saratov, Russia

\* Optoelectronics Research Centre, Tampere University of Technology, P.O. Box 692, 33101 Tampere, Finland

<sup>†</sup> Saratov State University, 410026 Saratov, Russia

**Abstract** Nonlinear optical frequency down conversion accompanying by the difference frequency generation in the long-wavelength region of mid-infrared (MIR) band ( $\sim 17.7 \mu\text{m}$ ) is simulated for the two-color vertical external-cavity surface-emitting laser. Nonlinear crystal being built in the output coupler of the laser is simultaneously placed in the etalon tuned to the difference frequency. The nonlinear frequency conversion efficiency is shown to be sharply resonant. Peak values of optical MIR power are in the order of milliwatt for pump and laser parameters which may be easily observed in the experiments.