

Нелинейное преобразование частоты в лазере с двойным вертикальным резонатором

© Ю.А. Морозов[¶], И.С. Нефедов, В.Я. Алешкин*

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
410019 Саратов, Россия

* Институт физики микроструктур Российской академии наук,
603600 Нижний Новгород, Россия

(Получена 27 января 2004 г. Принята к печати 9 марта 2004 г.)

Проведен подробный анализ оптических характеристик лазера с двойным вертикальным резонатором, использующим решеточную нелинейность структуры GaAs/AlGaAs для генерации излучения в средней части инфракрасного диапазона. Определены условия, позволяющие в непрерывном режиме реализовать мощность излучения ~ 0.1 мВт на длине волны 13 мкм при плотности тока накачки 5 кА/см².

1. Введение

Источники излучения в средневолновой части инфракрасного (ИК) диапазона (3–30 мкм) представляют большой интерес для применения в системах мониторинга окружающей среды, спектроскопии, военных и медицинских применений. К настоящему времени достигнут значительный прогресс в освоении указанного диапазона с помощью так называемых квантово-каскадных лазеров (ККЛ) [1–3]. По совокупности показателей эти лазеры по существу не испытывают конкуренции со стороны других полупроводниковых генераторов. Однако известно, что ККЛ отличаются весьма сложной структурой активной области, насчитывающей сотни квантово-размерных слоев и предполагающей согласование волновых функций носителей в соседних слоях. Изготовление таких лазеров доступно в настоящее время лишь нескольким научным центрам. В том числе и поэтому продолжается поиск возможностей создания новых устройств, использующих иные принципы формирования излучения в среднем и дальнем ИК диапазонах. В этой связи, например, рассматривается принцип нелинейного преобразования частоты, обусловленный решеточным [4] или электронным механизмом нелинейности в квантовых ямах [5]. При этом предполагается, что полезное оптическое излучение будет реализовано в результате нелинейного смещения в лазерном резонаторе двух более высокочастотных (например, из ближнего ИК диапазона) одновременно генерируемых колебаний. Кроме этого, предлагается нелинейное преобразование с генерацией излучения на разностной частоте выполнять во внешнем устройстве, а исходные колебания формировать в лазере со связанными резонаторами [6].

Нам представляется, что использование решеточной нелинейности в структуре GaAs/AlGaAs для трехволнового нелинейного смещения внутри лазерного резонатора двух высокочастотных колебаний и излучения на разностной частоте [4] является более многообещающим. Известно, что амплитуда электрического поля в лазерном резонаторе может достигать величин порядка

$10^4 - 10^5$ В/см, а значение элементов тензора нелинейной восприимчивости для указанной структуры составляет $\sim 10^{-8}$ см/В; при этом нелинейная поляризация в объеме резонатора оказывается значительной и достаточной для генерации излучения в средневолновом ИК диапазоне с приемлемым уровнем мощности. Однако в лазере полосковой конструкции с излучением через торцевую грань, предложенном в [4], одним из главных препятствий для реализации оптимальных характеристик является трудность в обеспечении согласования фазовых скоростей волны нелинейной поляризации на разностной частоте и волноводной моды на этой же частоте (phase-matching conditions). Недавно нами предложен новый лазер, в котором тот же принцип реализован в структуре с вертикальным резонатором [7]. Поскольку длина резонатора лазера с вертикальным излучением в [7] не превышает длины когерентности $l_c = \pi/\Delta k$ (Δk — разность волновых чисел волны нелинейной поляризации и волноводной моды на разностной частоте), нет необходимости в обеспечении условия согласования фазовых скоростей этих волн. Полезный эффект достигается за счет значительного увеличения амплитуд высокочастотных волн — источников нелинейной поляризации вследствие большой добротности вертикального резонатора с брэгговскими зеркалами, обладающими коэффициентом отражения ~ 0.995 . Следует заметить, что известен лазер с вертикальным резонатором, в котором решеточная нелинейность структуры GaAs/AlGaAs использована для генерации второй гармоники в видимом диапазоне (0.5 мкм) [8].

В данной работе проводится обстоятельный численный анализ характеристик оптического излучения, генерируемого вследствие нелинейного преобразования частоты в лазере с двойным вертикальным резонатором, впервые предложенном нами [9]. Один из резонаторов настроен на частоты высокочастотных колебаний, другой — на частоту разностной гармоники. В результате, как показывают расчеты, значительно возрастает как величина нелинейной поляризации, так и запасенная энергия на частоте разностной гармоники в среднем ИК диапазоне. Как следствие, увеличивается полезная плот-

[¶] E-mail: mor@ire.san.ru

ность мощности излучения (приблизительно в 100 раз по сравнению с лазером, устройство которого изложено в [7]).

2. Модель лазера

Схематическое изображение лазерной структуры с двойным вертикальным резонатором приведено на рис. 1. Два квантово-размерных активных слоя на основе системы $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$, обеспечивающих генерацию на длинах волн $\lambda_{1,2}$ из ближнего ИК диапазона (~ 1 мкм), разделены слоем $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$. Толщина последнего составляет приблизительно четверть среднего значения λ_m для длин волн $\lambda_{1,2}$ (с учетом показателя преломления). При этом пучности продольного распределения поля в активных областях, соответствующие одному из высокочастотных колебаний, приблизительно приходятся на узлы для другого высокочастотного колебания. В результате снижается влияние каждого из активных слоев на поле, усиливаемое в соседнем активном слое. Нелинейное трехволновое смешение, приводящее к генерации волны на разностной частоте, происходит в основном в слоях, которые мы называем слоями нелинейного преобразования ($\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$). Колебания на разностной частоте соответствует длина волны λ_r . В рассматриваемом лазере мы предлагаем использовать два набора брэгговских отражателей, выполненных из чередующихся четвертьволновых слоев GaAs/AlAs . Один из наборов (условно названный первым) ограничивает вертикальный резонатор, настроенный на колебания с длинами волн $\lambda_{1,2}$, т. е. эти колебания принадлежат соседним продольным модам упомянутого резонатора. Брэгговские зеркала из второго набора настроены на отражение волны на разностной частоте и являются прозрачными на длинах волн $\lambda_{1,2}$. Таким образом, рассматриваемая лазерная структура образована двумя вертикальными резонаторами, один из которых вложен в другой. Внутренний резонатор обеспечивает условия генерации в ближнем ИК диапазоне. Внешний резонатор при точной настройке на длину волны λ_r значительно

увеличивает амплитуду электрического поля разностной частоты в области его взаимодействия с нелинейной поляризацией на этой частоте. При этом, как показывает анализ, возрастает эффективность нелинейного преобразования частоты и, следовательно, плотность мощности излучения в среднем ИК диапазоне. Дополнительные (настроечные) слои AlAs , примыкающие изнутри к брэгговским отражателям второго набора, позволяют обеспечить точную подгонку резонансной частоты внешнего резонатора к частоте разностной гармоники.

Известно, что друдевское поглощение свободными носителями заряда является одной из главных причин, вызывающих сильные нерезонансные потери оптического излучения в средневолновой части ИК диапазона. Поэтому, для того чтобы обеспечить высокую добротность резонатора, настроенного на излучение с длиной волны λ_r , мы предлагаем использовать в составе всех брэгговских зеркал нелегированные слои. Для токовой накачки могут быть применены сильно легированные контактные p - и n -слои, располагающиеся внутри резонаторов. При этом, кроме уменьшения потерь оптического излучения, по-видимому, может быть снижено последовательное сопротивление постоянному току и, следовательно, нагрев лазерной структуры. Для ограничения тока и оптических полей в поперечном сечении лазера используются оксидные (AlO) апертуры (окна). Как показывает предварительный анализ, приемлемая мощность в среднем ИК диапазоне может быть достигнута только в случае применения оксидных окон с диаметром, значительно превосходящим длину волны излучения на разностной частоте. Поэтому в качестве первого приближения для анализа электродинамических характеристик рассматриваемого лазера можно использовать приближение плоских однородных волн, распространяющихся в вертикальном направлении (поперек слоев структуры).

На рис. 2 показано распределение амплитуд электрического поля (E) излучения в среднем ИК (кривая 1) и одного из высокочастотных собственных колебаний (кривая 2) в направлении z , поперечном к слоям структуры. Приведенным на рисунке собственным функциям соответствуют собственные числа λ_r и λ_1 . Кривая 3 характеризует изменение толщины слоев W , образующих рассматриваемый лазер. На вставке те же зависимости, относящиеся к центральной части структуры, изображены в увеличенном масштабе. Расчеты проведены при следующих значениях параметров: $\lambda_1 = 0.96$ мкм, $\lambda_2 = 1.037$ мкм. При этом длина волны, соответствующая разностной частоте, составляет $\lambda_r = 12.86$ мкм. Верхнее и нижнее зеркала включают одинаковое количество периодов и образованы из 32 — набор 1 и из 11 пар слоев — набор 2. На длине внутреннего резонатора, т. е. между брэгговскими отражателями из набора 1, укладывается $3\lambda_1/n(\lambda_1)$ или $2.5\lambda_2/n(\lambda_2)$. Иначе говоря, колебания с длинами волн λ_1 и λ_2 формируются соседними продольными модами этого резонатора. Внешний резонатор, как легко видеть, имеет длину $2.5\lambda_r$,

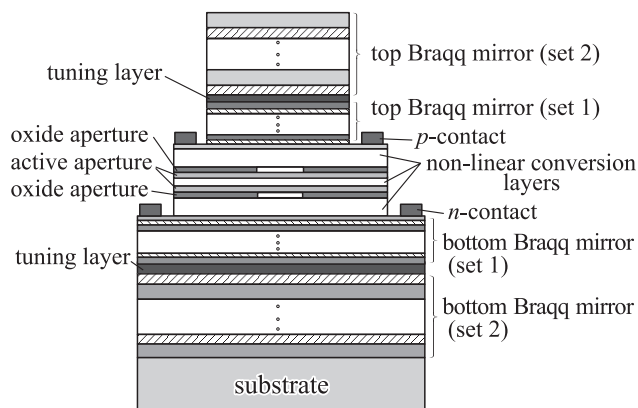


Рис. 1. Схематическое изображение лазерной структуры.

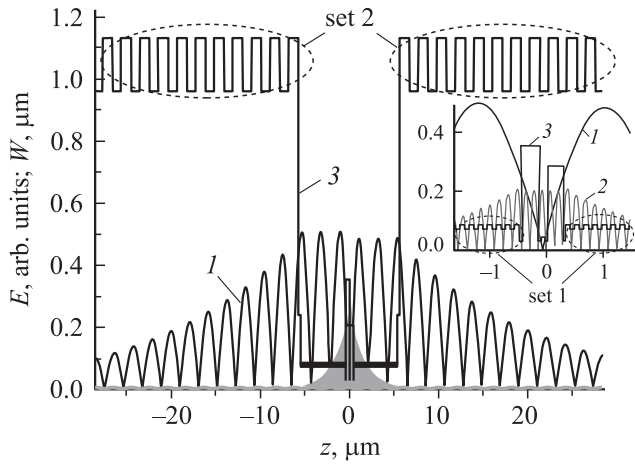


Рис. 2. Абсолютные значения собственных функций резонатора для колебаний на разностной частоте (1) и одного из колебаний в ближнем ИК диапазоне (2), а также толщина слоев структуры (3) в зависимости от продольной координаты z . На вставке — эти же зависимости для центральной части структуры в увеличенном масштабе.

с учетом показателя преломления n . Как видно, толщина слоев W , образующих зеркала внешнего резонатора, составляет величину 1 мкм. Поскольку ток накачки через эти зеркала не протекает, их изготовление методом напыления может рассматриваться как альтернативный способ по отношению к выращиванию методом эпитаксии. Если для изготовления зеркал будет выбрана технология напыления, то вместо пары GaAs/AlAs может быть выбрана и другая пара материалов, прозрачных в рассматриваемом участке среднего ИК диапазона. При этом выводы анализа, выполненного далее, качественно не изменятся.

3. Основные расчетные соотношения

Структура тензора нелинейной диэлектрической проницаемости кристаллов типа цинковой обманки такова, что для нелинейного смешения волн, бегущих в направлении роста кристалла, необходимо, чтобы ориентация подложки отличалась от (100). Недавно было успешно реализовано удвоение частоты в лазере с вертикальным резонатором, выращенным на наклонной подложке с ориентацией (311) [8]. Поэтому для определенности будем полагать, что рассматриваемый нами лазер с двойным вертикальным резонатором также выращен на подложке GaAs с ориентацией (311).

Можно показать, что модуль нелинейной поляризации 2-го порядка, обусловленной взаимодействием колебаний, образованных волнами с амплитудами $E^{(1)}$, $E^{(2)}$ и длинами волн λ_1 , λ_2 , равен $\mathcal{P} = 2\chi\epsilon_0 d_{14} E^{(1)} E^{(2)}$. Здесь d_{14} — элемент тензора нелинейной восприимчивости, $\chi = 27/(11\sqrt{22}) \approx 0.523$, ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума.

Записывая выражения для зависимости высокочастотных электрических полей от продольной координаты в виде $E^{(1,2)} = E_0^{(1,2)} \psi_{1,2}(z)$, где $E_0^{(1,2)}$ — амплитудные значения в соответствующих активных слоях, и используя теорию возбуждения резонаторов внешними источниками [10], можно получить следующее соотношение для плотности мощности на длине волны λ_r :

$$\frac{P_r}{S} = \frac{1}{2\rho_0} \left[\frac{4\pi\chi}{\lambda_r} E_0^{(1)} E_0^{(2)} \times \int_l d_{14} \psi_1 \psi_2 e_r dz / \left(1 + \int_l n_r \alpha_r e_r^2 dz \right) \right]^2. \quad (1)$$

Здесь n_r , α_r и $e_r = E_r/E_{r\text{surf}}$ — показатель преломления, декремент затухания и амплитуда собственного колебания на разностной частоте, нормированная на значение электрического поля этого колебания на излучающей поверхности; $\rho_0 = 120\pi$ — волновое сопротивление свободного пространства. Интегрирование проводится по всей длине структуры l . Заметим, что выражение в знаменателе дроби в квадратных скобках описывает нормированную суммарную мощность потерь собственного колебания, обусловленных затуханием поля в материале резонатора, а также потерь, связанных с излучением. Нормировка проведена на значение мощности потерь излучения собственного колебания.

Плотность мощности излучения на разностной частоте в значительной степени определяется интегралом перекрытия нормированного значения нелинейной поляризации $\psi_1(z)\psi_2(z)$ и собственной функции резонатора $e_r(z)$. На рис. 3 показано поведение этих величин в центральной области лазера. Начало отсчета оси абсцисс совмещено с серединой нижнего активного слоя. Видно, что в нелинейной поляризации (кривая 1) можно выделить быстроосциллирующую составляющую, кото-

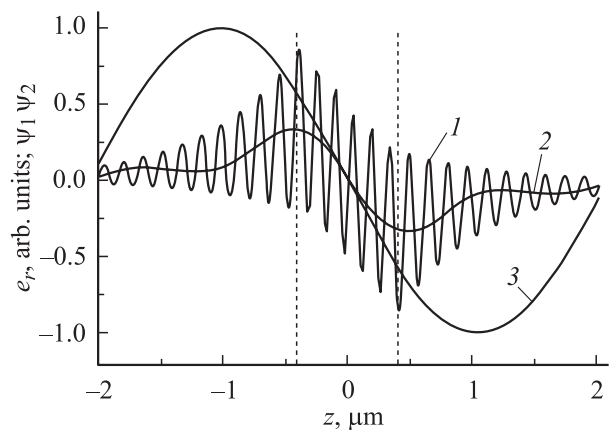


Рис. 3. Распределение нелинейной поляризации (1), ее огибающей (2) и моды резонатора на разностной частоте (3) по длине резонатора. Пунктирные линии — внутренние границы брэгговских зеркал (набор 1).

рая является источником возбуждения суммарной частоты, и огибающую, ответственную за формирование излучения на разностной частоте. Огибающая нелинейной поляризации, полученная в результате отфильтровывания быстропеременной компоненты, представляет наибольший интерес и показана кривой 2. Из анализа кривых можно сделать несколько выводов. Во-первых, огибающая поляризации является нечетной функцией и при заданных параметрах лазера максимальные значения ее амплитуды приблизительно совпадают с положением внутренних границ брэгговских отражателей из первого набора. Следовательно, собственная функция резонатора на разностной частоте также должна быть нечетной, т.е. иметь узел поля при $z = 0$, что и показывает кривая 3. Собственные функции с длиной волны λ_r , имеющие пучность вблизи координаты $z = 0$, соответствуют размеру внешнего резонатора, на котором укладывается четное число полуволн, и заданной поляризацией не возбуждаются. Во-вторых, протяженность области, в пределах которой существует нелинейная поляризация на разностной частоте, не превышает длины волны этой поляризации. Поэтому в данном лазере нет необходимости обеспечивать условия фазового синхронизма между волной поляризации и собственной волной резонатора на разностной частоте.

Амплитуды полей в активных слоях связаны с параметрами лазера скоростным уравнением для концентрации носителей (см., например, [11]):

$$\frac{J}{ed_a} = \frac{N_{thi}}{\tau_N} + BN_{thi}^2 + CN_{thi}^3 + g(N_{thi})c \frac{n_a \epsilon_0 E_0^{(i)2}}{2hf_i},$$

$$i = 1, 2. \quad (2)$$

В этом уравнении J — плотность тока накачки, e — элементарный заряд, h — постоянная Планка, N_{thi} и $g(N_{thi}) = g_0 \ln(N_{thi}/N_0)$ — пороговая концентрация носителей и коэффициент усиления в i -ом слое, $f_i = c/\lambda_i$, c — скорость света, n_a — показатель преломления активного слоя, τ_N — время жизни при безызлучательной рекомбинации, B и C — коэффициенты излучательной и оже-рекомбинации соответственно, N_0 — просветляющая концентрация носителей. Оставаясь в рамках сформулированного приближения об одномерном характере задачи, мы полагаем в уравнении (2), что плотность тока накачки не зависит от координат в плоскостях расположения активных слоев и не учитываем диффузию носителей в них.

Вводя нормированные значения $v_{th} = N_{th}/N_0$ и $G_{th} = g(N_{th})/g_0$ для квадратов амплитуд полей в активных слоях, получим

$$E_0^{(i)2} = D(v_{thi} + \gamma v_{thi}^2 + \delta v_{thi}^3) \frac{1}{G_{thi} n_a \lambda_i} \left(\frac{J}{J_{thi}} - 1 \right), \quad (3)$$

где $D = 2hcN_0\rho_0/(g_0\tau_N)$, $\gamma = BN_0\tau_N$, $\delta = CN_0^2\tau_N$ и J_{thi} — пороговое значение тока в i -ом активном слое.

Нормированные значения коэффициентов усиления G_{thi} на пороге генерации излучения с длинами волн $\lambda_{1,2}$ определялись, как обычно, из условия компенсации усилением всех потерь, обусловленных как затуханием волн в объеме резонатора, так и вытеканием через границу с воздухом. При анализе было сделано предположение, что частотная зависимость коэффициента усиления в i -ом активном слое может быть представлена в виде лоренцевского контура:

$$G_i(\lambda) = G_{i0} \left[1 + \left(2 \frac{\lambda - \lambda_i}{\Delta\lambda_{gi}} \right)^2 \right]^{-1},$$

где G_{i0} — максимальное значение коэффициента усиления, $\Delta\lambda_{gi}$ — ширина полосы усиления.

Имея в виду связь электрического поля и мощности излучения на границе с воздухом, для плотности мощности генерации на высокочастотных составляющих получим следующее соотношение:

$$\frac{P_i}{S} = D'(v_{thi} + \gamma v_{thi}^2 + \delta v_{thi}^3) \frac{1}{G_{thi} n_a \lambda_i} (e_{surf}^{(i)})^2 \left(\frac{J}{J_{thi}} - 1 \right). \quad (4)$$

В последнем выражении $D' = hcN_0/(g_0\tau_N)$, $e_{surf}^{(i)}/E_0^{(i)}$ — отношение амплитуд электрического поля на излучающей границе и в i -ом активном слое.

4. Результаты расчетов

Значения параметров лазерной структуры, при которых были выполнены расчеты, собраны в табл. 1. Как уже упоминалось, плотность мощности на разностной частоте во многом определяется уровнем потерь излучения в лазерной структуре. Затухание волны в легированных слоях на частотах ближнего ИК диапазона

Таблица 1. Параметры структуры

Параметр	Значение
Средняя длина волны λ_m , мкм	1
Толщина активных слоев d_a , мкм	0.03
Показатель преломления активных слоев n_a	3.6
Толщина контактных слоев d_c , мкм	0.03
Элемент тензора нелинейной восприимчивости d_{14} , см/В	$1.7 \cdot 10^{-8}$ (GaAs [8]) $0.39 \cdot 10^{-8}$ (AlAs [8])
Время жизни носителей τ_N , нс	5 [11]
Параметр усиления g_0 , см ⁻¹	2000 [11]
Просветляющая концентрация носителей N_0 , см ⁻³	$1.5 \cdot 10^{18}$ [11]
Коэффициент излучательной рекомбинации B , см ³ /с	10^{-10} [11]
Коэффициент оже-рекомбинации C , см ⁶ /с	$3.5 \cdot 10^{-30}$ [11]
Ширина полосы усиления $\Delta\lambda_g$, мкм	0.1

Таблица 2. Коэффициенты поглощения волн ближнего ($\alpha_{1,2}$) и среднего (α_r) ИК диапазонов в структуре лазера

Слой	Концентрация носителей, 10^{18} см^{-3}	$\alpha_{1,2}, \text{ см}^{-1}$	$\alpha_r, \text{ см}^{-1}$
<i>p</i> -GaAs (контакт)	10	120	5400
<i>p</i> -Al _{0,2} Ga _{0,8} As (слой нелинейного преобразования)	1	15	460
<i>n</i> -GaAs (контакт)	10	60	33000
<i>n</i> -Al _{0,2} Ga _{0,8} As (слой нелинейного преобразования)	1	5	500

определяет необходимый уровень коэффициента усиления в активных областях и, следовательно, пороговый ток для возбуждения колебаний с длинами волн $\lambda_{1,2}$. В свою очередь плотность энергии электрических полей, порождающих нелинейную поляризацию, зависит от превышения рабочего тока над его пороговым значением (см. (2)). С другой стороны, как следует из (1), потери на разностной частоте непосредственно влияют на интенсивность излучения, сформированного в результате нелинейного преобразования. Значения декремента затухания волн в легированных слоях лазерной структуры приведены в табл. 2. Главным механизмом, ответственным за ослабление волн в *n*-слоях, мы считали поглощение свободными носителями и применили результаты обзоров Блэкмора [12] и Адачи [13]. Обратим внимание на весьма значительную величину декремента затухания волны на разностной частоте в контактном слое, легированном донорной примесью. Этот результат объясняется тем, что при заданном уровне легирования длина волны плазменного края коэффициента отражения слоя составляет $\sim 9 \text{ мкм}$, т. е. разностная частота колебаний меньше плазменной частоты.

Известно, что для слоев, легированных акцепторной примесью, важную роль наряду с поглощением свободными носителями может играть межподзонаное рассеяние в валентной зоне, вклад которого затруднительно оценить в теоретических расчетах. Поэтому для *p*-слоев данные получены на основе обработки экспериментальных результатов, приведенных в [14–16].

На рис. 4 показана зависимость плотности мощности излучения на разностной частоте в среднем ИК диапазоне (кривая 1) и волн в ближнем ИК диапазоне (кривые 2, 3) от плотности тока накачки лазера. Расчеты проведены для лазера с внутренним резонатором, ограниченным брэгговскими отражателями из 32 пар слоев. Для внешнего резонатора, настроенного на разностную частоту, количество пар слоев равно 11. Как

и следовало ожидать, зависимость интенсивности излучения, полученного в результате нелинейного преобразования частоты, является квадратичной. При заданных параметрах лазера плотность мощности излучения на разностной частоте приблизительно в 2000 раз меньше плотности мощности высокочастотных компонент и составляет $\sim 10^{-3} \text{ мкВт/мкм}^2$ при плотности тока накачки 5 кА/см^2 .

Представляется интересным проследить зависимость мощности излучения в средневолновой части ИК диапазона от параметров рассматриваемого лазера, в частности от коэффициента отражения брэгговских зеркал, формирующих внешний резонатор. Следующий рис. 5 иллюстрирует эту зависимость. Видно, что при увеличении количества пар слоев M_2 , образующих зеркала, мощность излучения сначала возрастает, достигает насыщения и затем уменьшается. (Оптимальное число пе-

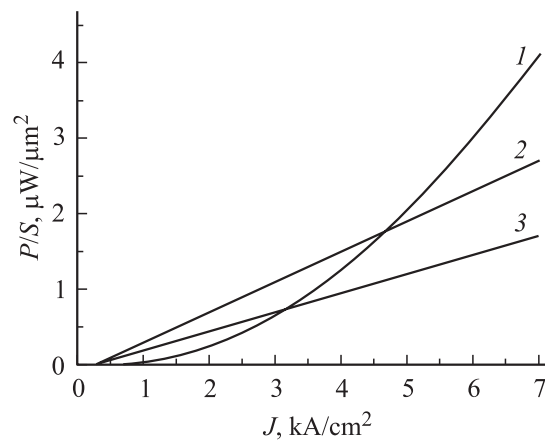


Рис. 4. Интенсивность излучения P/S в среднем (1) и в ближнем (2, 3) ИК диапазонах в зависимости от плотности тока накачки. 1 — значения на оси ординат увеличены в $2 \cdot 10^3$ раз.

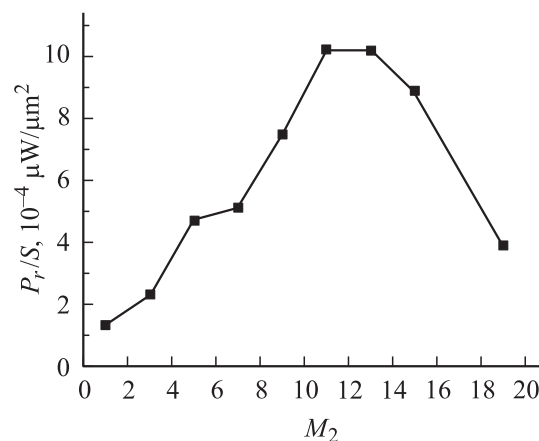


Рис. 5. Зависимость плотности мощности излучения на разностной частоте от количества пар слоев, образующих зеркала внешнего резонатора. Расчеты проведены для внутреннего резонатора, ограниченного отражателями, состоящими из 32 пар слоев.

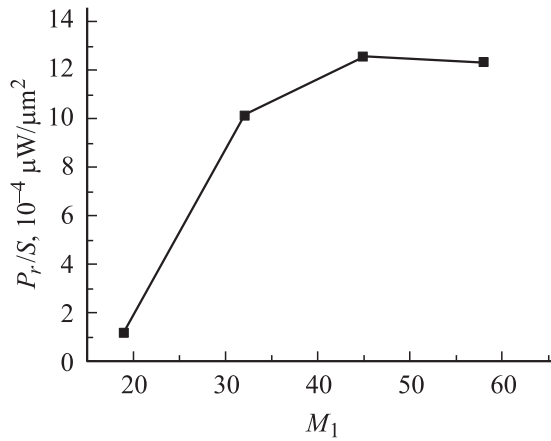


Рис. 6. Влияние отражающей способности зеркал внутреннего резонатора лазера на интенсивность излучения в среднем ИК диапазоне.

риодов для пары GaAs/AlAs составляет $M_2 = 11$). Такой характер зависимости объясняется тем, что возрастание плотности мощности разностной частоты, сопровождающее увеличение коэффициента отражения зеркал внешнего резонатора, проявляется двояким образом. Вначале, когда роль потерь в материале резонатора невелика, возрастание амплитуды электрического поля на разностной частоте в области взаимодействия с нелинейной поляризацией (т.е. в центральной области лазера, примыкающей к активным слоям) приводит к увеличению эффективности взаимодействия и возрастанию мощности излучения среднего ИК на выходе лазера. При дальнейшем увеличении амплитуды поля разностной гармоники начинают превалировать потери, обусловленные затуханием волны на этой частоте в материале резонатора. Напомним, что эти потери пропорциональны квадрату амплитуды, или, иначе говоря, плотности энергии (см. соотношение (1)). В результате мощность излучения разностной частоты на выходе лазера снижается. Следует заметить, что в пределе, когда внешний резонатор отсутствует (т.е. $M_2 = 0$), рассматриваемый лазер соответствует модели, предложенной нами ранее [7]. В этой модели предполагалось, что стоячая волна нелинейной поляризации порождает бегущую волну на разностной частоте.

Для выбранного значения $M_2 = 11$ проведен анализ влияния на мощность излучения в среднем ИК диапазоне коэффициента отражения зеркал, формирующих внутренний резонатор лазера (рис. 6). Поскольку эти зеркала прозрачны для излучения разностной частоты и входят в состав резонатора для этой частоты, число их периодов M_1 может меняться дискретно с таким шагом, для которого длина внешнего резонатора изменяется на λ_r с учетом показателя преломления. Последнее обусловлено следующим обстоятельством. Как мы упоминали выше, пространственное распределение нелинейной поляризации в данном лазере таково, что

может возбуждаться только разностная гармоника, для которой на длине резонатора укладывается нечетное число полувольт λ_r . Точками на рис. 6 показаны значения M_1 , для которых это условие выполнено. Так, для лазера с 19 периодами в каждом отражателе из первого набора длина внешнего резонатора составляет 3 полувольты, для 32 периодов — 5 полувольт, для 45 — 7 полувольт и т.д. Из рассмотрения приведенной зависимости следует, что при увеличении M_1 мощность излучения среднего ИК диапазона на выходной апертуре лазера сначала быстро возрастает, а затем испытывает насыщение. Это обусловлено первоначальным быстрым возрастанием амплитуд оптических полей с длинами волн $\lambda_{1,2}$, а затем насыщением этого роста вследствие того, что потери, связанные с излучением этих полей из резонатора, оказываются пренебрежимо малыми по сравнению с затуханием в самом резонаторе.

5. Заключение

Предложена модель нового лазера, в котором для генерации излучения в средней части ИК диапазона используется принцип нелинейного преобразования частоты в структуре с двойным вертикальным резонатором.

В приближении плоских волн, адекватность которого была обоснована, проведено решение электродинамической задачи на собственные значения в комплексной области, позволившее определить геометрические и электрические параметры лазера.

Выполнен расчет профиля нелинейной поляризации 2-го порядка в структуре лазера. Показано, что в предлагаемом лазере нет необходимости в обеспечении согласования фазовых скоростей волн поляризации и собственной моды резонатора на разностной частоте.

Проведен анализ возбуждения двойного вертикального резонатора нелинейной поляризацией на разностной частоте в среднем ИК диапазоне. Показано, что плотность мощности излучения в этом диапазоне квадратично зависит от накачки и может достигать значения 10^{-3} мкВт/мкм² (что соответствует мощности ~ 100 мкВт для апертуры 350 мкм) при плотности тока ~ 5 кА/см².

Выполнено исследование зависимости интенсивности излучения в среднем ИК диапазоне от параметров лазерной структуры.

Установлено, что увеличение отражающей способности брэгговских зеркал, образующих внешний резонатор, приводит вначале к росту, затем насыщению и, наконец, уменьшению плотности мощности, генерируемой лазером. Показано, что при реальной величине декремента затухания волн в лазерном резонаторе со встроенными токовыми контактами оптимальное количество периодов в зеркалах равно 11 при условии, что период составлен из слоев GaAs/AlAs.

Проведены расчеты, демонстрирующие влияние числа пар M_1 слоев, составляющих зеркала внутреннего ре-

зонатора лазера, на плотность мощности излучения с разностной частотой. Величина M_1 может меняться с шагом, соответствующим изменению длины внешнего резонатора на λ_r с учетом показателя преломления. Показано, что при увеличении коэффициента отражения зеркал внутреннего резонатора интенсивность излучения в среднем ИК диапазоне сначала быстро возрастает, а затем насыщается. При заданных параметрах лазерной структуры оптимальное число M_1 равно 45.

Работа выполнена при поддержке проектов РФФИ-БРФФИ № 02-02-81036-Бел2002_а, РФФИ № 04-02-17432 и МНТЦ № 2293.

Список литературы

- [1] A. Matlis, S. Slivken, A. Tahraoui, K. Luo, J. Diaz, Z. Wu, A. Rybaltowski, C. Jelen, M. Razeghi. *Appl. Phys. Lett.*, **77**, 1741 (2000).
- [2] R. Köhler, A. Tredicucci, F. Beltram, H. Beere, E. Linfield, A. Davies, D. Ritchie, R. Iotti, F. Rossi. *Nature*, **417**, 156 (2002).
- [3] J. Faist, D. Hofstetter, M. Beck, T. Aellen, M. Rochat, S. Blaser. *IEEE J. Quant. Electron.*, **38**, 533 (2002).
- [4] В.Я. Алешкин, А.А. Афоненко, Н.Б. Звонков. *ФТП*, **35**, 1256 (2001).
- [5] A. Belyanin, F. Capasso, V. Kocharovsky, V. Kocharovsky, M. Scully. *Phys. Rev. A*, **63**, 53803 (2001).
- [6] L. Chusseau, G. Almuneau, L. Coldren, A. Huntington, D. Gasquet. *Spec. Issue IEE Proc. Optoelectron.*, **149**, 88 (2002).
- [7] Yu. Morozov, I. Nefedov, V. Aleshkin. *Proc. 5th Int. Conf. Transparent Optical Networks (ICTON2003)* (Warsaw, 2003) p. 243.
- [8] Y. Kaneko, S. Nakagawa, Y. Ichimura, N. Yamada, D. Mars, T. Takeuchi. *J. Appl. Phys.*, **87**, 1597 (2000).
- [9] Yu. Morozov, I. Nefedov, V. Aleshkin. *Appl. Phys. Lett.*, in print.
- [10] Б.З. Каценеленбаум. *Высокочастотная электродинамика* (М., Наука, 1966).
- [11] G. Hadley, K. Lear, M. Warren, K. Choquette, J. Scott, S. Corzine. *IEEE J. Quant. Electron.*, **32**, 607 (1996).
- [12] J. Blakemore. *J. Appl. Phys.*, **53**, R123 (1982).
- [13] S. Adachi. *J. Appl. Phys.*, **58**, R1 (1985).
- [14] J. Piprek, D. Babić, J. Bowers. *J. Appl. Phys.*, **81**, 3382 (1997).
- [15] W. Songprakob, R. Zallen, D. Tsu, W. Liu. *J. Appl. Phys.*, **91**, 171 (2002).
- [16] W. Songprakob, R. Zallen, W. Liu, K. Bacher. *Phys. Rev. B*, **62**, 4501 (2000).

Редактор Л.В. Шаронова

Nonlinear frequency conversion in a double vertical-cavity surface-emitting laser

Yu.A. Morozov, I.S. Nefedov, V.Ya. Aleshkin*

Institute of Radioengineering & Electronics,
Russian Academy of Sciences,
410019 Saratov, Russia

* Institute for Physics of Microstructures,
Russian Academy of Sciences,
603600 N.-Novgorod, Russia

Abstract A detailed analysis has been carried out for optical characteristics of the double vertical-cavity surface-emitting laser using a lattice nonlinearity of GaAs/AlGaAs structure for mid-infrared emission. The conditions are obtained allowing for emission power on the order of 0.1 mW at a wavelength of about $13\ \mu\text{m}$ in continuous wave operation under pump current density of $5\ \text{kA}/\text{cm}^2$.