

Генератор терагерцевого излучения, основанный на нелинейном преобразовании частоты в двойном вертикальном резонаторе

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

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

* Институт физики микроструктур Российской академии наук,
603950 Нижний Новгород, Россия

[†] Саратовский государственный технический университет,
410054 Саратов, Россия

(Получена 1 июня 2004 г. Принята к печати 16 июня 2004 г.)

Проанализирована возможность создания лазера с вертикальным резонатором, в котором для генерации излучения дальнего инфракрасного диапазона используется трехволновое смешение на решеточной нелинейности системы GaAs/AlGaAs. Показано, что применение двойного брэгговского резонатора с параметрами, удовлетворяющими настройке как на частоты высокочастотных колебаний — источников нелинейной поляризации, — так и на разностную частоту позволяет увеличить интенсивность излучения в дальнем инфракрасном диапазоне. Плотность мощности оптического излучения с длиной волны 49.5 мкм составляет приблизительно $5 \cdot 10^{-4}$ мкВт/мкм² при плотности тока накачки 5 кА/см². Для токовой накачки предложено использовать внутрирезонаторные контакты, расположенные вблизи узла волны на разностной частоте, что позволяет свести к минимуму поглощение излучения свободными носителями заряда.

1. Введение

Создание источников когерентного оптического излучения в средней и дальней части ИК диапазона остается актуальной проблемой, несмотря на заметные успехи, достигнутые с помощью квантово-каскадных лазеров [1]. Основным принципом, положенным в основу альтернативного подхода к созданию генераторов в дальнем и среднем ИК диапазоне, является, по-видимому, нелинейное преобразование частоты. Этот принцип активно развивается с начала 70-х годов прошлого века применительно к устройствам, в которых нелинейное трехволновое смешение реализуется во внешнем нелинейном кристалле (например, [2]). В последнее время предложено несколько генераторов, в которых нелинейное преобразование частоты с формированием излучения разностной частоты в среднем ИК осуществляется в самом лазере [3–5]. При этом предполагается, что излучение, формирующее нелинейную поляризацию среды, является двухчастотным в ближнем ИК диапазоне. В лазере полосковой конструкции с излучением через торцевую грань, предложенным в [3], 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). В лазере с вертикальным резонатором, который предложен нами недавно [5], в этом нет необходимости, поскольку длина резонатора не превышает длины когерентности $l_c = \pi/\Delta k$ (Δk — разность волновых чисел волны нелинейной поляризации и волноводной моды на разностной частоте). В то же время значение электрического поля высокочастотных

колебаний, ответственных за создание нелинейной поляризации 2-го порядка, в лазере с вертикальным резонатором может более чем на порядок превосходить соответствующую величину для полоскового лазера. Кроме того, в лазере с вертикальным резонатором может быть, по-видимому, достигнут больший коэффициент перекрытия (в поперечном сечении) наведенной нелинейной поляризации и моды излучения на разностной частоте. Принцип, положенный в основу лазера [5], развит нами в лазерной структуре с двойным вертикальным резонатором [6]. В этой работе показано, что применение дополнительного резонатора, настроенного на частоту разностной гармоники, позволяет на один-полтора порядка повысить плотность мощности излучения в средней части ИК диапазона (13 мкм). Заметим, что лазер с вертикальным резонатором, в котором реализуется способ удвоения частоты на решеточной нелинейности системы GaAs/AlGaAs, рассмотрен в [7].

Настоящая работа посвящена изложению результатов численного исследования характеристик оптического излучения дальнего ИК диапазона (~ 50 мкм), генерируемого вследствие нелинейного преобразования частоты в лазере, впервые предложенном в [6]. Следует заметить, что квантово-каскадный лазер для дальнего ИК диапазона (66 мкм) [8] работоспособен только в условиях глубокого охлаждения (до температур порядка 10–50 К).

2. Схематическое представление лазерной структуры

На рис. 1 показано схематическое изображение рассматриваемой лазерной структуры. Два квантово-размерных активных слоя 7 на основе системы $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$, обеспечивающие генерацию на дли-

[¶] E-mail: mor@ire.san.ru

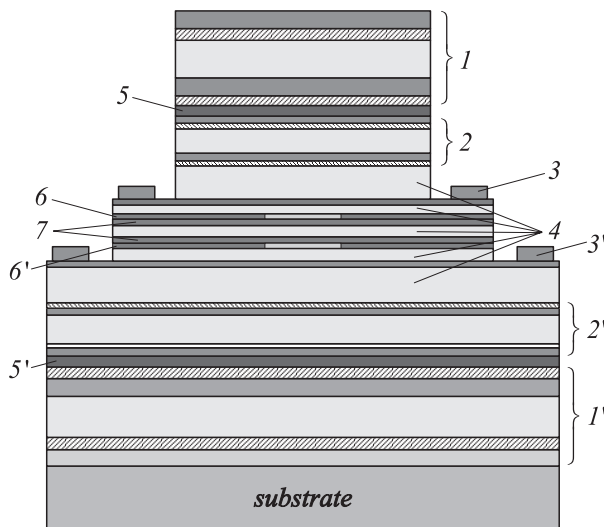


Рис. 1. Схематическое изображение лазерной структуры: 1, 1' и 2, 2' — верхнее и нижнее Брэгговские зеркала (набор 2 и 1 соответственно); 3, 3' — p- и n-контакты; 4 — слои нелинейного преобразования; 5, 5' — настроечные слои; 6, 6' — оксидные окна; 7 — активные слои.

нах 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 (или поглощаемое) в соседнем активном слое. Нелинейное трехволновое смешение, приводящее к генерации волны на разностной частоте, происходит в основном в слоях 4, которые мы называем слоями нелинейного преобразования ($\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$). Колебаниям на разностной частоте соответствует длина волны излучения в воздухе λ_r . В рассматриваемом лазере мы предлагаем использовать два набора брэгговских отражателей, выполненных из чередующихся четвертьволновых слоев GaAs/AlAs. Один из наборов 2, 2' (условно названный „первым“) ограничивает вертикальный резонатор, настроенный на колебания с длинами волн $\lambda_{1,2}$. Причем эти колебания принадлежат соседним продольным модам упомянутого резонатора, что обеспечивает его минимальные размеры. Брэгговские зеркала (БЗ) 1, 1' 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 5, 5', примыкающие изнутри к брэгговским отражателям второго набора, позволяют обеспечить точную подгонку резонансной частоты внешнего резонатора к частоте разностной гармоники. Понятно, что для колебаний в дальнем ИК диапазоне толщина слоев БЗ второго набора составляет величину порядка нескольких микрон. Поэтому в качестве предпочтительного способа изготовления таких зеркал, по-видимому, может быть использовано напыление, в том числе и другой пары полупроводниковых (диэлектрических) материалов, прозрачных в указанном диапазоне.

Известно, что поглощение свободными носителями заряда является одной из главных причин, вызывающих потери оптического излучения в дальнем ИК диапазоне. Поэтому, для того чтобы обеспечить приемлемую добротность резонатора, настроенного на излучение с длиной волны λ_r , все брэгговские зеркала выполняются из нелегированных слоев. Как показывает анализ, при заданной геометрии источников профиль стоячей волны нелинейной поляризации 2-го порядка таков, что ее узел располагается между активными слоями. Поэтому для токовой накачки могут быть применены сильно легированные p- и n-контактные слои 3, 3', располагающиеся внутри резонаторов вблизи активных слоев, а следовательно, и вблизи узла стоячей волны на разностной частоте. При этом поглощение излучения дальнего ИК сводится к минимуму. Для ограничения тока и оптических полей в поперечном сечении лазера используются оксидные (AlO) апертуры (окна). Оказывается, что приемлемая мощность в дальнем 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 геометрической оптики, т.е. плоских однородных волн, распространяющихся в вертикальном направлении (поперек слоев структуры). Анализ влияния многомодового в поперечном сечении состава излучения на мощностные и спектральные характеристики лазера мы оставляем до следующих работ.

3. Основные уравнения и результаты расчетов

Распределение полей высокочастотных мод и коэффициент усиления в активных слоях лазера рассчитывались на основе решения краевой задачи на собственные значения волнового уравнения в области комплексного переменного. Причем одна из частей (действительная

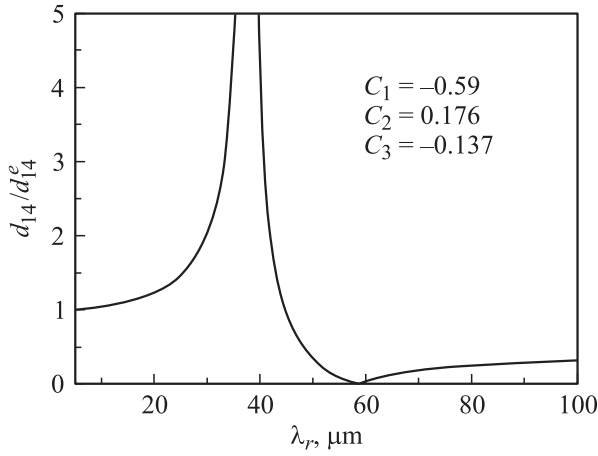


Рис. 2. Зависимость нормированного значения элемента d_{14} тензора нелинейной восприимчивости от длины волны разностной гармоники.

или мнимая) первого комплексного собственного значения определяет геометрию структуры для колебания с заданной длиной волны λ_1 , а другая — коэффициент усиления в первом активном слое. Второе собственное значение определяет длину волны генерации λ_2 и усиление во втором активном слое. При этом проводился учет как потерь излучения в материале многослойной структуры, так и потерь обусловленных излучением через верхние БЗ. Пороговые токи определялись из стационарного решения скоростного уравнения для концентрации носителей в активных слоях. Детальное описание этого подхода можно найти в [5].

Известно, что в кристаллах типа цинковой обманки, выращенных на подложках с основной кристаллографической ориентацией (100), невозможно нелинейное смещение плоских волн, распространяющихся в одном направлении. Однако в структурах с наклонным расположением подложки рассматриваемое нелинейное преобразование может быть реализовано, что и было с успехом продемонстрировано [7]. В этой работе Канеко с соавт. сообщается о генерации второй гармоники (0.5 мкм) в лазере с вертикальным резонатором на основе системы GaAs/AlGaAs на подложке (311). Поэтому для определенности, будем полагать, что рассматриваемый нами лазер с двойным вертикальным резонатором также выращен на подложке GaAs с ориентацией (311). Учитывая преобразование компонент полей при повороте системы координат, можно показать, что нелинейная поляризация 2-го порядка выражается следующим образом: $\mathbf{p} = 2\chi\epsilon_0 d_{14} E^{(1)} E^{(2)}$. Здесь d_{14} — элемент тензора нелинейной восприимчивости; $\chi = 27/(11/\sqrt{22}) \approx 0.523$ — коэффициент, обусловленный преобразованием поворота от плоскости (100) к (311); ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума; $E^{(1,2)}$ — амплитуда электрического поля колебаний (источников) с длинами волн $\lambda_{1,2}$.

Прежде всего для правильных оценок мощности оптического излучения, получаемого в результате нелинейного преобразования, необходимо проанализировать дисперсию нелинейной восприимчивости (коэффициента d_{14}) арсенида галлия вблизи частоты фоновонного резонанса (поперечного оптического фонона). Совсем недавно появилась экспериментальная работа [9], позволяющая уточнить значения параметров $C_{1,2,3}$, определяющих частотную зависимость $d_{14}(\omega_3, \omega_2, \omega_1)$ в соответствии с выражением (8) из статьи Майера и Кейлманна [10]. На рис. 2 показан график нормированного значения нелинейной восприимчивости $d_{14}(\lambda_r, \lambda_1, \lambda_2)/d_{14}^e$ как функции длины волны λ_r при условии, что $\lambda_{1,2}$ располагаются симметрично относительно среднего значения λ_m , т.е. $\lambda_{2,1} = \lambda_m \pm \delta$. Здесь $d_{14}^e = 170 \cdot 10^{-12}$ м/В [7] — величина электронного вклада в нелинейную восприимчивость. При расчетах мы воспользовались значениями частоты $\nu_{TO} = 8.02$ ТГц и параметра затухания $\gamma_{TO} = 0.06$ ТГц поперечного оптического фонона, взятыми из обзора Блэкмора [11]. Из рассмотрения графика следует, что вблизи резонансной частоты нелинейность 2-го порядка существенно увеличивается, затем на длине волны $\lambda_r \approx 60$ мкм обращается почти в нуль, а при дальнейшем увеличении длины волны разностной гармоники снова возрастает. Таким образом, рассматриваемый способ нелинейного преобразования частоты на решеточной нелинейности GaAs будет, по-видимому, неэффективным в непосредственной близости от 60 мкм. В то же время вблизи частоты фоновонного резонанса при условии обеспечения разумного компромисса между увеличением нелинейной восприимчивости и потерь (которые также возрастают вблизи частоты ν_{TO} и тем самым снижают эффективность трехволнового смешения) существует, вероятно, возможность создать лазер с приемлемыми выходными характеристиками. Как пример реализации такого генератора, мы рассматриваем в данной работе лазер с длиной волны разностной гармоники, приблизительно составляющей 50 мкм. При этом значение элемента $d_{14} \approx 60 \cdot 10^{-12}$ м/В.

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

$$(\nabla^2 + \gamma^2 E_r) = -\frac{\gamma^2}{\epsilon\epsilon_0} \mathbf{p} = \mathfrak{R}, \quad (1)$$

где $\nabla^2 = d^2/dz^2$ — лапласиан; $\gamma = k_0\sqrt{\epsilon}$ — волновое число; ϵ — относительная диэлектрическая проницаемость; $k_0 = 2\pi/\lambda_r$. Общее решение этого уравнения в однородном слое с граничными условиями $E_r(0) = E_{r0}$, $dE_r(0)/dz = E'_{r0}$ известно:

$$E_r(z) = E_{r0} \cos \gamma z + \frac{E'_{r0}}{\gamma} \sin \gamma z + \frac{1}{\gamma} \int_0^z \sin \gamma(z - \tau) \mathfrak{R}(\tau) d\tau. \quad (2)$$

Параметры структуры

Слой	Толщина (мкм)	Тип проводимости/концентрация, 10^{18} см^{-3}	$\alpha_r, \text{ см}^{-1}$
GaAs (БЗ 2)	3.182	Нелегированный	20
AlAs (БЗ 2)	3.78	»	5
GaAs (БЗ 1)	0.071	»	20
AlAs (БЗ 1)	0.084	»	5
$\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ (слой нелинейного преобразования)	2.747	»	20
GaAs (контакт)	0.03	$n/10$	41200
$\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ (слой нелинейного преобразования)	0.1	$n/1$	6900
InGaAs/GaAs (КЯ 1 + барьер 1)	0.03	Нелегированный	2000
$\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ (слой нелинейного преобразования)	0.042	»	1500
InGaAs/GaAs (КЯ 2 + барьер 2)	0.03	»	2000
$\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ (слой нелинейного преобразования)	0.1	$p/1$	950
GaAs (контакт)	0.03	$p/10$	6700
$\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ (слой нелинейного преобразования)	2.67	Нелегированный	20

Следовательно, значения электрического поля и его производной на границах слоя толщиной h можно связать следующим матричным соотношением:

$$\begin{pmatrix} E_r(h) \\ E_r'(h) \end{pmatrix} = \hat{m} \begin{pmatrix} E_r(0) \\ E_r'(0) \end{pmatrix} + \int_0^h \begin{pmatrix} \frac{1}{\gamma} \sin \gamma(h - \tau) \\ \cos \gamma(h - \tau) \end{pmatrix} \Re(\tau) d\tau, \quad (3)$$

где

$$\hat{m} = \begin{pmatrix} \cos \gamma h & \frac{1}{\gamma} \sin \gamma h \\ -\gamma \sin \gamma h & \cos \gamma h \end{pmatrix}$$

— матрица передачи слоя. Значения напряженности электрического поля и его производной по продольной координате (пропорциональной напряженности магнитного поля) должны быть непрерывны на границах однородных слоев. Поэтому, выполняя последовательно преобразование (3), приходим к соотношению для полей на границах структуры длиной L :

$$\begin{pmatrix} E_r(L) \\ E_r'(L) \end{pmatrix} = \hat{M}_1 \begin{pmatrix} E_r(0) \\ E_r'(0) \end{pmatrix} + \sum_{i=1}^N \hat{M}_{i+1} \int_{d_i}^{d_{i+1}} \begin{pmatrix} \frac{1}{\gamma_i} \sin \gamma_i(d_{i+1} - \tau) \\ \cos \gamma_i(d_{i+1} - \tau) \end{pmatrix} \Re(\tau) d\tau. \quad (4)$$

Здесь $\hat{M}_j = \prod_{i=j}^N \hat{m}_i$ — произведение матриц передачи, начиная со слоя с номером j до последнего слоя с номером N ; $\hat{M}_{N+1} = \hat{I}$ — единичная матрица; $d_1 = 0$; $d_{N+1} = L$. При заданных граничных условиях: $E_r'(0) = 0$ (магнитная стенка на нижней границе), $E_r'(L) = -jk_0 E_r(L)$ (бегущая волна в вакууме) соотношение (4) представляет собой систему неоднородных алгебраических уравнений. Решая эту систему, определим плотность мощности излучения разностной частоты в виде $P_r = |E_r|^2 / (2\rho_0)$, где $\rho_0 = 120\pi$ — волновое

сопротивление вакуума. Сформулированный подход не связан с разложением поля, наведенного сторонними источниками, по собственным волнам задачи. Известно, что решение задачи на собственные значения в строгой постановке для систем с потерями требует нестационарного подхода и сопряжено с большими трудностями [12].

Все расчеты проводились при следующих значениях параметров слоев структуры (см. таблицу). Приведенным значениям параметров отвечают следующие длины волн высокочастотных колебаний $\lambda_1 = 0.99$ мкм, $\lambda_2 = 1.0102$ мкм и разностной гармоники $\lambda_r = 49.5$ мкм. Как уже отмечалось, эффективность генерации излучения на разностной частоте в значительной степени зависит от потерь, связанных с поглощением волн, принимающих участие в процессе нелинейного преобразования. Это относится и к колебаниям в ближнем ИК диапазоне, формирующим нелинейную поляризацию, и в еще большей степени к излучению на разностной частоте. Действительно, затухание волн — источников нелинейной поляризации — определяет необходимый уровень коэффициента усиления в активных областях и, следовательно, пороговый ток для возбуждения колебаний с длинами волн $\lambda_{1,2}$. В то же время плотность энергии высокочастотных электрических полей зависит от превышения рабочего тока над его пороговым значением. С другой стороны, понятно, и анализ выражения (4) это подтверждает, что плотность мощности излучения на разностной частоте подавляется при возрастании декремента затухания α_r волн на этой частоте. Значения величины α_r приведены в последней строке таблицы. Главным механизмом, ответственным за ослабление волн в n -слоях, мы считали поглощение свободными носителями и воспользовались результатами обзоров [11,13]. Значительная величина потерь в контактном слое, легированном донорной примесью, объясняется тем, что при заданном уровне легирования разностная частота излучения находится вблизи частоты плазменного резонанса. Известно, что для слоев, легированных акцепторной примесью, важную роль наряду

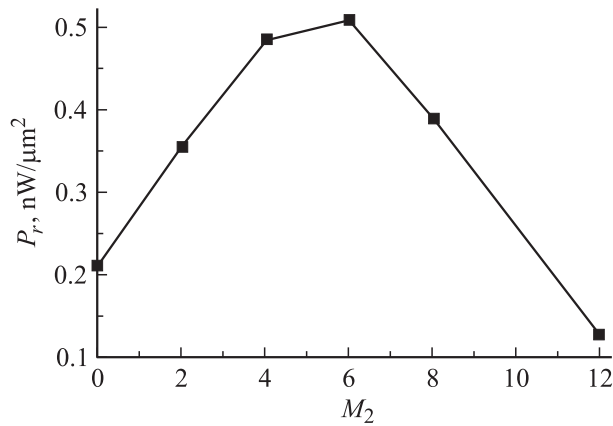


Рис. 3. Влияние количества пар слоев в БЗ второго набора на плотность мощности излучения с разностной частотой.

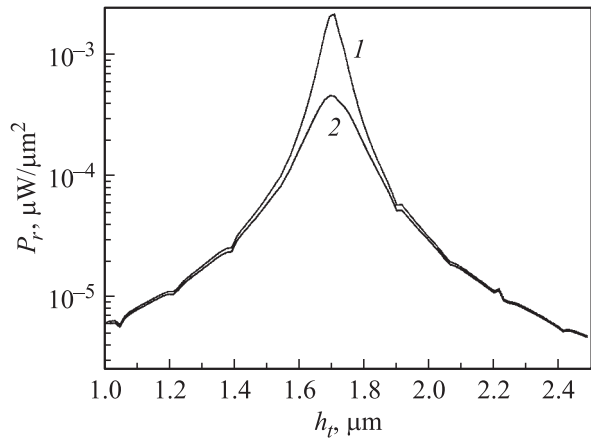


Рис. 4. Зависимость плотности мощности излучения с длиной волны λ_r от толщины настроечных слоев: 1, 2 — без учета и с учетом потерь на разностной частоте соответственно.

с поглощением свободными носителями может играть межподзонное рассеяние в валентной зоне. Поэтому для p -слоев данные получены на основе обработки экспериментальных результатов, приведенных в [14,15].

На рис. 3 показана зависимость плотности мощности излучения на разностной частоте от числа пар M_2 слоев, составляющих внешние зеркала (набор 2). Количество пар слоев в зеркалах первого набора выбрано равным 35. Расчеты проведены при плотности тока накачки 5 кА/см^2 . Как следует из рис. 3, при заданных параметрах структуры существует оптимальное значение количества пар слоев, образующих внешние отражатели. Анализ, проведенный в соответствии с (4), показывает, что в отсутствие поглощения в материале слоев структуры плотность мощности излучения нарастает пропорционально $(n_1/n_2)^{2M_2}$, где n_1 и n_2 — показатели преломления слоев, образующих внешние БЗ. Наличие оптических потерь приводит к насыщению этой зависимости и падению уровня выходной мощности при дальнейшем увеличении количества пар слоев в БЗ.

Как видно из рисунка, для лазера рассматриваемого диапазона выигрыш от наличия дополнительного резонатора, настроенного на разностную частоту, составляет приблизительно 2.5 раза.

На рис. 4 показаны резонансные кривые, т.е. зависимость плотности мощности излучения на разностной частоте от толщины h_t настроечных слоев при $M_2 = 6$. Видно, что влияние потерь в материале слоев лазерной структуры существенно сказывается на значении максимальной интенсивности излучения. Резонансные кривые являются довольно острыми, что объясняется, во-первых, тем, что возбуждаемые нелинейной поляризацией колебания должны являться собственными функциями резонатора, и, во-вторых, должно выполняться условие максимального пространственного перекрытия профиля нелинейной поляризации и распределения поля с длиной волны λ_r . На положении резонансов на оси абсцисс наличие или отсутствие потерь практически не проявляется.

На рис. 5 показано поведение амплитудного значения электрического поля разностной частоты в том же лазере при резонансной настройке внешнего резонатора. На рисунке показана также зависимость толщины слоев структуры от продольной координаты. На вставке к рисунку в увеличенном масштабе приведено поведение тех же величин в области легированных слоев, т.е. между контактами (выделена затененным кружком на основном рисунке). Видно, что амплитуда электрического поля в легированных слоях невелика (не превышает $0.2 \cdot 10^{-3} \text{ В/мкм}$). Расположение контактов вблизи узлового значения амплитуды поля волны позволяет свести к минимуму потери, связанные с поглощением внутри структуры. Из рисунка также следует, что вблизи выходного сечения поле разностной гармоники в значительной степени отличается от стоячей волны. Это обусловлено главным образом излучением волны с выходной поверхности и, кроме того, затуханием волны в материале слоев.

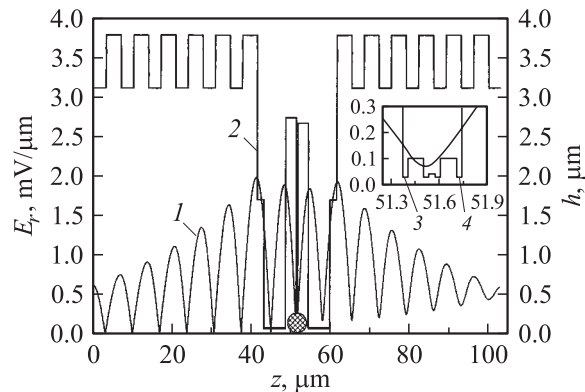


Рис. 5. Амплитуда электрического поля 1 разностной гармоники и толщина 2 слоев структуры в зависимости от продольной координаты. На вставке в увеличенном масштабе показана область легированных слоев, включающая (3) n - и (4) p -контакты.

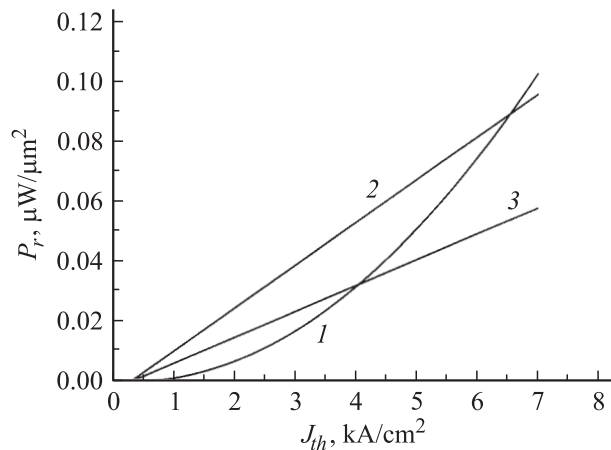


Рис. 6. Зависимость интенсивности излучения в дальнем 1 и ближнем 2, 3 ИК диапазонах от плотности тока накачки. Для графика 1 масштаб по оси ординат увеличен в 100 раз.

Зависимость интенсивности излучения на разностной частоте и колебаний с длинами волн $\lambda_{1,2}$ от плотности тока накачки для лазера с оптимальным количеством пар слоев во внешнем резонаторе показана на рис. 6. Как и следовало ожидать, мощность излучения с разностной частотой возрастает приблизительно по квадратичному закону и составляет $5 \cdot 10^{-4}$ мкВт/мкм² при плотности тока накачки 5 кА/см². Вследствие близости $\lambda_{1,2}$ к длине волны $\lambda_m = 1$ мкм, на которой достигается максимальный коэффициент отражения БЗ первого набора, моды волн-источников являются в значительной степени „запертыми“ внутри резонатора — их мощность только на 2 порядка больше мощности излучения на разностной частоте. (Для лазера среднего ИК диапазона [6] интенсивность выходного излучения источников более чем на 3 порядка превышает интенсивность излучения, полученного в результате нелинейного смешения).

4. Заключение

Численными методами исследованы характеристики излучения полупроводникового лазера дальнего ИК диапазона, в котором используется способ нелинейного преобразования частоты в структуре с двойным вертикальным резонатором.

Для токовой накачки предложено использовать внутрирезонаторные контакты, располагающиеся вблизи узлового значения поля разностной гармоники. При этом обеспечивается минимальное значение затухания оптического излучения дальнего ИК диапазона, обусловленное поглощением на свободных носителях по друкеровскому механизму.

Для анализа возбуждения лазерной структуры нелинейной поляризацией на разностной частоте применен подход, не требующий разложения поля по собственным функциям волноведущей структуры (резонатора). Подход отличается общностью и может быть применен

практически к любым структурам, состоящим из однородных слоев и возбуждаемым заданными сторонними источниками.

Показано, что интенсивность излучения на разностной частоте квадратично зависит от плотности тока накачки и составляет для рассматриваемого лазера величину порядка $5 \cdot 10^{-4}$ мкВт/мкм² при плотности тока накачки 5 кА/см² и резонансной настройке структуры. Плотность мощности высокочастотных колебаний, порождающих нелинейную поляризацию, приблизительно на 2 порядка больше при том же токе накачки.

Определено влияние поглощения излучения в материале резонатора на выходные характеристики лазера. Показано, что затухание излучения дальнего ИК диапазона вследствие поглощения на свободных носителях и рассеяния на фонах на частоте, близкой к фоновому резонансу, является главной причиной, препятствующей повышению плотности мощности излучения. В отсутствие потерь интенсивность выходного излучения должна была бы возрастать пропорционально $(n_1/n_2)^{2M_2}$. При реальном уровне декремента затухания в материале слоев структуры наличие дополнительного резонатора с параметрами, удовлетворяющими условию настройки в резонанс с разностной частотой, приводит к возрастанию мощности излучения приблизительно в 2.5 раза. Оптимальное количество периодов в БЗ второго набора равно 6 при условии, что период составлен из слоев GaAs/AlAs. Общая толщина структуры при этом составляет порядка 100 мкм.

Проанализировано распределение амплитудного значения электрического поля разностной гармоники по продольной координате структуры. Показано, что один из минимумов поля приходится на область легированных слоев, и вследствие этого напряженность поля в контактах невелика. В результате снижается уровень потерь излучения вследствие поглощения на свободных носителях. Показано также, что профиль поля вблизи выходного сечения значительно отличается от стоячей волны. Это обусловлено как наличием потерь в материале слоев, так и излучением с поверхности.

Работа выполнена при поддержке РФФИ–БРФФИ (проект № 02-02-81036-Бел2002_a), РФФИ (проект № 04-02-17432), МНТЦ (проект № 2293).

Список литературы

- [1] M. Beck, D. Hofstetter, T. Aellen, J. Faist, U. Oesterle, M. Ilegems, E. Gini, H. Melchior. *Science*, **295**, 301 (2002).
- [2] O. Levi, T. Pinguet, T. Skauli, L. Eyres, K. Parameswaran, J. Harris, Jr., M. Feier, T. Kulp, S. Bisson, B. Gerard, E. Lallier, L. Becouarn. *Optics Lett.*, **27**, 2091 (2002).
- [3] В.Я. Алешкин, А.А. Афоненко, Н.Б. Звонков. *ФТП*, **35**, 1256 (2001).
- [4] А.А. Белянин, Д. Демпе, В.В. Кочаровский, Вл.В. Кочаровский, Д.С. Пестов, М.О. Скалли. *УФН*, **173**, 1015 (2003).
- [5] Ю.А. Морозов, И.С. Нефедов, В.Я. Алешкин. *ЖТФ*, **74** (5), 71 (2004).

- [6] Ю.А. Морозов, И.С. Нефедов, В.Я. Алешкин. ФТП, **38**, 1392 (2004).
- [7] Y. Kaneko, S. Nakagawa, Y. Ichimura, N. Yamada, D. Mars, T. Takeuchi. J. Appl. Phys., **87**, 1597 (2000).
- [8] M. Rochat, L. Ajili, H. Willenberg, J. Faist, H. Beere, G. Davies, E. Linfield, D. Ritchie. Appl. Phys. Lett., **81**, 1281 (2002).
- [9] T. Dekorsy, M. Helm, V. Yakovlev, W. Seidel, F. Keilmann. Phys. Rev. Lett., **90**, 05550 (2003).
- [10] A. Mayer, F. Keilmann. Phys. Rev. B, **33**, 6954 (1986).
- [11] J. Blakemore. J. Appl. Phys., **53**, R123 (1982).
- [12] А.С. Ильинский, Г.Я. Слепян. *Колебания и волны в электродинамических системах с потерями* (М., Изд-во МГУ, 1983).
- [13] S. Adachi. J. Appl. Phys., **58**, R1 (1985).
- [14] W. Songprakob, R. Zallen, D. Tsu, W. Liu. J. Appl. Phys., **91**, 171 (2002).
- [15] W. Songprakob, R. Zallen, W. Liu, K. Bacher. Phys. Rev. B, **62**, 4501 (2000).

Редактор Л.В. Беляков

The terahertz generator based on nonlinear frequency conversion in a double vertical cavity

*Yu.A. Morozov, I.S. Nefedov, V.Ya. Aleshkin**,
I.V. Krasnikova[†]

Institute of RadioEngineering & Electronics
of Russian Academy of Sciences (Saratov Division),
410019 Saratov, Russia

* Institute for Physics of Microstructures
of Russian Academy of Sciences
603950 Nizhny Novgorod, Russia

[†] Saratov State Technical University,
410054 Saratov, Russia

Abstract A potential possibility to create a far-infrared (FIR) vertical-cavity laser using the nonlinear three-wave mixing due to the GaAs/AlGaAs lattice nonlinearity is analyzed. Double Bragg cavity tuned to both the nonlinear polarization source frequencies and to the difference frequency is shown to increase the radiation intensity in the FIR range the emission power density is about of $5 \cdot 10^{-4} \mu\text{W} / \mu\text{m}^2$ at a wavelength of $49.5 \mu\text{m}$ and a pump current density of $5 \text{ kA} / \text{cm}^2$. The intracavity contacts placed near a node of the difference frequency mode are suggested to current pumping at a minimal value of the free-carrier loss.