

01;06;07

Генератор с вертикальным выводом излучения в тетрагерцовом диапазоне

© Ю.А. Морозов,¹ И.С. Нефедов,¹ В.Я. Алешкин²

¹ Саратовское отделение Института радиотехники и электроники РАН,
410019 Саратов, Россия
e-mail: mor@ire.san.ru

² Институт физики микроструктур РАН,
603600 Нижний Новгород, Россия
e-mail: aleshkin@ipm.sci-nnov.ru

(Поступило в Редакцию 10 июня 2003 г.)

Предложена модель лазера, использующего решеточную нелинейность структуры GaAs/Al_yGa_{1-y}As для генерации излучения в тетрагерцовом диапазоне. При этом двухчастотные колебания ближнего инфракрасного диапазона смешиваются в брэгговском вертикальном (т.е. расположенном поперек слоев структуры) резонаторе. Показано, что мощность излучения с длиной волны $\sim 10 \mu\text{m}$ в непрерывном режиме может составить величину порядка $0.5\text{--}5 \mu\text{W}$.

Введение

Известно, что среди генераторов оптического излучения в средней и дальней части инфракрасного (ИК) диапазона квантово-каскадные лазеры (ККЛ) занимают в настоящее время лидирующие позиции [1–4]. Среди наиболее важных результатов следует отметить, например, создание квантово-каскадного лазера, отдающего при комнатной температуре пиковую импульсную мощность порядка 0.5 W на длине волны около $9 \mu\text{m}$ [1]. В непрерывном режиме этот лазер работает при температуре, не превышающей 140 K . В работе [2] сообщается о создании и исследовании характеристик ККЛ на длину волны $17 \mu\text{m}$ с импульсной мощностью порядка 10 mW в условиях охлаждения. Еще в более длинноволновую область удалось продвинуться авторам недавней публикации [3], которые создали ККЛ с импульсной пиковой мощностью около 1 mW на частоте 4.5 THz при охлаждении до гелиевых температур. Наконец, в работе [4] приводятся результаты исследования ККЛ, работающего в непрерывном режиме при комнатной температуре с мощностью порядка 10 mW .

Несмотря на очевидные успехи, продолжается поиск новых подходов, которые могли бы наряду с известными механизмами генерации предоставить возможность создания источников излучения в этом пока еще плохо освоенном диапазоне. Между тем потребность в создании компактных полупроводниковых генераторов когерентного излучения с длиной волны $5\text{--}50 \mu\text{m}$ велика, если иметь в виду применение в спектроскопии, астрономии и медицине. В этой связи в качестве альтернативного к подходу, заложенному в основу принципа действия ККЛ — усиление вследствие межподзонных переходов и туннелирования носителей в условиях сильного электрического поля, рассматривается, например, способ нелинейного преобразования частоты в полупроводниковых структурах вследствие решеточного [5] или

электронного механизма нелинейности в трехуровневой модели квантовой ямы [6]. Кроме того, в ряде публикаций предлагается использовать принцип двухчастотной генерации в устройствах типа лазера с составным резонатором и вертикальным выводом излучения [7,8]. При этом подразумевается, что излучение в средней (или дальней) части инфракрасного диапазона будет реализовано вследствие внешнего нелинейного преобразования.

На наш взгляд, более перспективным представляется подход, когда и двухчастотная генерация и нелинейное преобразование частот с получением колебаний на разностной гармонике осуществляется в одном лазере [5,6]. В отличие от ККЛ, обладающего весьма сложной структурой квантовых ям для необходимости согласования волновых функций носителей в каждом каскаде, принцип нелинейного преобразования может быть реализован в довольно простых и относительно недорогих устройствах. Поскольку амплитуда электрического поля в лазерном резонаторе может достигать величин порядка $10^4\text{--}5 \cdot 10^4 \text{ V/cm}$, а значение элементов тензора нелинейности восприимчивости, например, для GaAs составляет $\sim 2 \cdot 10^{-8} \text{ cm/V}$, нелинейная поляризация в объеме резонатора оказывается значительной и, как показывают оценки [5], достаточной для генерации излучения в терагерцовом диапазоне с уровнем мощности, допускающим возможность практического использования. Причем, как отмечено в [6], в отличие от лазерного механизма, лежащего в основе ККЛ, принцип генерации за счет нелинейного смещения частот является существенно беспороговым, что особенно важно при продвижении в длинноволновую область инфракрасного диапазона, когда главный вклад в затухание волны определяется друдевским поглощением на свободных носителях. Это означает, что потери за счет поглощения при нелинейном преобразовании приводят лишь к снижению мощности излучения, а не к срыву генерации, что характерно для ККЛ.

В данной работе анализируется возможность генерации оптического излучения в средней части ИК диапазона вследствие смешивания на решеточной нелинейности двухчастотного излучения в полупроводниковом лазере с вертикальным резонатором. К настоящему времени известны попытки создания лазера с вертикальным излучением, использующим решеточную нелинейность для генерации второй гармоники в видимом диапазоне (например, [9]). Однако, по нашим сведениям, формирование излучения разностной частоты терагерцового диапазона в подобных устройствах до сих пор не обсуждалось.

Модель лазера, собственные значения и собственные функции

Модель лазерного резонатора с вертикальным выводом излучения разностной частоты и высокочастотных мод представлена на рис. 1. Квантово-размерные активные слои на основе системы $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$, усиливающие на длинах волн порядка $1\ \mu\text{m}$, отделены друг от друга слоем $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ толщиной d_3 , приблизительно равной $\lambda_{\text{mid}}/4n_3(\lambda_{\text{mid}})$, где λ_{mid} — средняя из длин волн λ_1 и λ_2 высокочастотных колебаний. При этом очевидно, что на каждый из активных слоев приходится узел „чужого“ поля, т.е. поля, усиливаемого в другом активном слое. Это сделано для того, чтобы снизить насколько возможно эффекты конкуренции между колебаниями на длинах волн λ_1 и λ_2 . Верхнее и нижнее брэгговские зеркала (БЗ) выполнены из чередующихся слоев GaAs и AlAs с толщинами, рассчитанными для средней длины волны λ_{mid} . Оксидная диафрагма определяет ограничение тока накачки и оптических полей в поперечном сечении лазерной структуры. Слой с толщинами d_1, d_2 и d_3 , вместе с брэгговскими зеркалами, формирующими резонатор и вносящие главный вклад в возбуждение нелинейной поляризации, мы называем слоями нелинейного преобразования.

В результате предварительного исследования установлено, что приемлемые значения мощности разностной гармоники на выходе лазера реализуются при диаметре оксидной диафрагмы, значительно превышающем длину волны этого излучения. Поэтому с достаточной степенью точности можно провести анализ характеристик лазера в приближении плоской однородной волны, распространяющейся по нормали к слоям роста структуры, т.е. без учета ограничения оптических полей в плоскости поперечного сечения.

Определение параметров лазерного резонатора выполнялось в следующей последовательности.

Прежде всего для заданной длины волны λ_1 , геометрии нижнего и верхнего БЗ, толщин обоих активных и оксидного слоя вычислялась „собственная“ толщина d_1 слоя нелинейного преобразования, примыкающего к нижнему зеркалу, т.е. проводилось решение электродинамической задачи на собственные значения

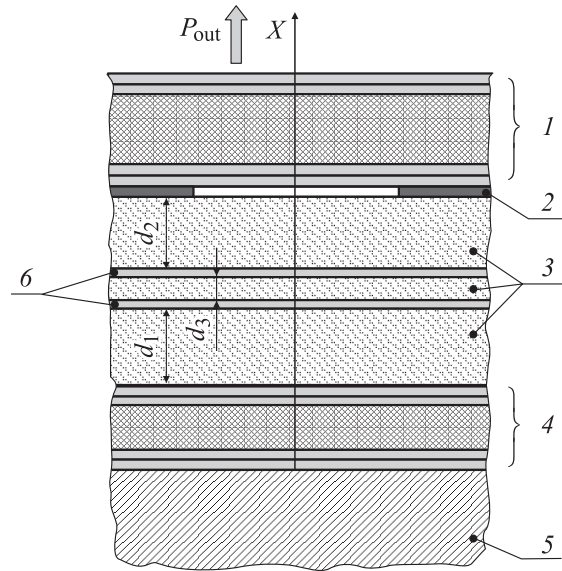


Рис. 1. Модель лазерной структуры: 1, 4 — верхнее и нижнее БЗ соответственно; 3 — слой нелинейного преобразования; 5 — подложка; б — активные слои.

с заданными условиями на границах резонатора. При этом толщина d_2 слоя нелинейного преобразования, находящегося между вторым активным слоем и верхним БЗ, определялась из условия $d_2 = d_1 - (d_3 + d_a)$, реализующего расположение нижнего активного слоя в геометрическом центре резонатора (d_a — толщина активных слоев). Найденные таким образом геометрические размеры структуры обеспечивают принадлежность колебаний с длиной волны λ_1 к спектру собственных значений резонатора.

Повторное решение задачи на собственные значения для установленной на предыдущем этапе геометрии резонатора позволяет определить резонансное значение λ_{20} длины волны в окрестности первоначально заданной

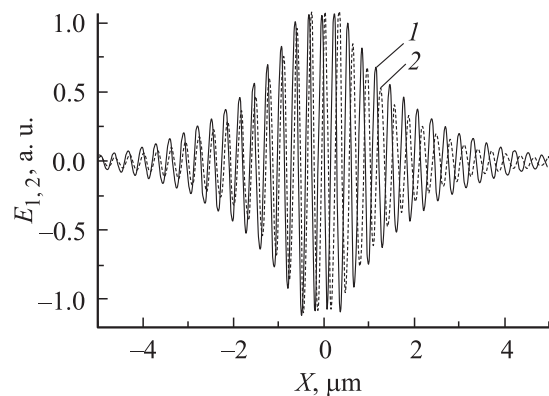


Рис. 2. Собственные функции колебаний с длинами волн λ_1 (1) и λ_{20} (2).

величины λ_2 (заметим, что колебания с длинами волн λ_1 и λ_{2_0} должны принадлежать полосе отражения БЗ). Собственная функция резонатора, соответствующая значению λ_{2_0} , имеет максимум в плоскости расположения второго активного слоя.

Пример расчета зависимости собственных функций от продольной координаты приведен на рис. 2. Здесь $\lambda_1 = 0.96 \mu\text{m}$, $\lambda_{2_0} = 1.0367 \mu\text{m}$, а значит, $\lambda_r = \lambda_1 \lambda_{2_0} / (\lambda_{2_0} - \lambda_1) = 12.976 \mu\text{m}$. Длина резонатора (расстояние между БЗ) составляет приблизительно $3\lambda_1/n(\lambda_1)$ или $2.5\lambda_{2_0}/n(\lambda_{2_0})$. Материальная дисперсия в слоях нелинейного преобразования и БЗ учитывалась в соответствии с формулами [10]. Верхнее и нижнее зеркала состоят из 30 пар слоев. Начало отсчета по оси абсцисс совпадает с серединой верхнего активного слоя. Как уже отмечалось, пучность поля на длине волны λ_1 приблизительно совпадает с плоскостью расположения первого активного слоя; середине второго активного слоя соответствует пучность электрического поля на длине волны λ_{2_0} .

Основные расчетные соотношения

Известно, что строение кристаллов типа цинковой обманки таково, что структура, выращенная на основной кристаллографической плоскости (100), не подходит для нелинейного решеточного преобразования в условиях распространения волн в направлении, перпендикулярном к плоскости роста. Теоретически плоскостью, обеспечивающей максимальное преобразование, является плоскость (211) (например, [9]). Однако до настоящего времени не известны публикации, в которых сообщалось бы о создании высококачественных структур с вертикальным резонатором, выращенных на подложках с такой ориентацией. В то же время в работах [9,11] проведено исследование генерации второй гармоники в видимой области спектра лазерами с вертикальным излучением, выращенными на наклонной подложке (311). Будем поэтому полагать, что рассматриваемая здесь лазерная структура выращена на подложке с ориентацией (311).

Несложный анализ показывает, что для высокочастотных составляющих, поляризованных в одном направлении, модуль нелинейной поляризации полупроводника составляет величину $p = 2\chi\epsilon_0 d_{14} E^{(1)} E^{(2)}$. Здесь $E^{(1)}$ и $E^{(2)}$ — амплитудные значения высокочастотных составляющих, т.е. колебаний на длине волны λ_1 и λ_{2_0} соответственно; d_{14} — элемент тензора нелинейной восприимчивости (как уже отмечалось, его величина порядка $2 \cdot 10^{-8} \text{ cm/V}$ для GaAs); $\chi = 27/(11\sqrt{22}) \approx 0.523$; ϵ_0 — диэлектрическая постоянная. Причем, вектор \vec{p} поляризован в одной плоскости с высокочастотными оптическими полями.

Используя теорию возбуждения волноведущих структур заданными сторонними токами [12], для плотности мощности излучения на разностной частоте можно по-

лучить следующее соотношение:

$$\frac{P_{\text{out}}}{S} = \frac{1}{8\rho_0 n(\lambda_r)} \left[\frac{4\pi\chi}{\lambda_r} E_0^{(1)} E_0^{(2)} \times \left| \int_l d_{14} \psi_1 \psi_2 e^{-j\beta_r x} dx \right|^2 \right]. \quad (1)$$

Здесь мы представили поля высокочастотных колебаний в виде $\mathbf{E}^{(1,2)} = \mathbf{E}_0^{(1,2)} \psi_{1,2}(x)$ ($\mathbf{E}_0^{(1,2)}$ — амплитуды полей в 1-й и 2-й квантовых ямах соответственно) и ввели обозначения $n(\lambda_r)$ и β_r — средний по структуре показатель преломления и постоянная распространения на частоте разностной гармоники, $\rho_0 = 120\pi$, Ω — волновое сопротивление свободного пространства.

Как следует из уравнения (1), величина мощности излучения в значительной степени определяется интегралом перекрытия нормированной нелинейной поляризации $\psi_1(x)\psi_2(x)$ и значения напряженности электрического поля на разностной частоте $\exp(-j\beta_r x)$. Для наглядного представления о поведении этих функций в зависимости от продольной координаты мы приводим рис. 3. Из общих соображений следует, что стоячая волна нелинейной поляризации (кривая 1) может возбуждать как волну на разностной, так и на суммарной частотах. Причем с возбуждением колебаний на суммарной частоте связана быстропеременная часть поляризации, а с возбуждением разностной частоты — ее огибающая. Эта огибающая, полученная в результате применения операции отфильтровывания быстроосциллирующей составляющей поляризации, показана на рис. 3 в виде кривой 2. Видно, что для выбранной лазерной структуры расположение максимальных значений огибающей приблизительно совпадает с внутренними границами БЗ (показаны пунктиром на рис. 3). Кривая 3 описывает изменение напряженности поля на частоте разностной гармоники. Очевидно, что с точки зрения достижения

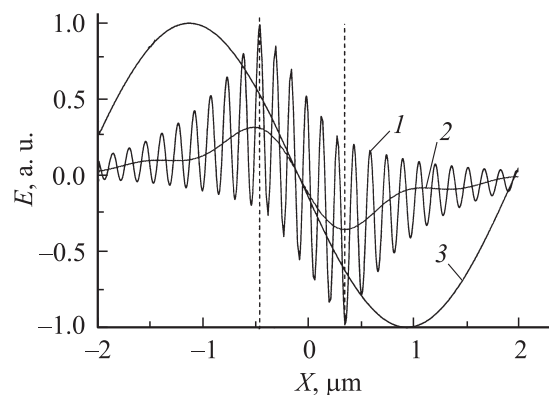


Рис. 3. Распределение нелинейной поляризации (1) и ее огибающей (2) по длине резонатора. Для сопоставления продольных масштабов приведена „замороженная“ картина электрического поля на разностной частоте (3). Пунктир — внутренние границы БЗ.

максимального значения интеграла перекрытия, условия взаимодействия в рассматриваемом лазерном резонаторе не являются оптимальными. Теоретически максимальная величина этого параметра реализуется при увеличении расстояния между брэгговскими зеркалами до значения, приблизительно равного половине длины волны огибающей нелинейной поляризации. Однако при таком увеличении длины резонатора возрастают суммарные потери, обусловленные поглощением на свободных носителях. Более подробный анализ вклада рассмотренных явлений в эффективность генерации на разностной частоте мы оставляем до следующих работ.

Амплитуды полей в активных слоях связаны с параметрами лазера скоростным уравнением для концентрации носителей (см., например, [13])

$$\frac{J}{ed_a} = \frac{N_{th_i}}{\tau_N} + BN_{th_i}^2 + CN_{th_i}^3 + g(N_{th_i})c \frac{n_a \epsilon_0 |\mathbf{E}_0^{(i)}|^2}{2hf_i}; \quad i = 1, 2.$$

Здесь J — плотность тока накачки; e — элементарный заряд; N_{th_i} , $g(N_{th_i}) = g_0 \ln(N_{th_i}/N_0)$ и hf_i — пороговая концентрация носителей, коэффициент усиления и энергия фотонов в i -м слое соответственно; c — скорость света; n_a — показатель преломления; τ_N — время жизни при безызлучательной рекомбинации; B и C — коэффициенты излучательной и оже-рекомбинации соответственно; N_0 — просветляющая концентрация носителей.

В рамках рассматриваемого приближения естественно полагать ток однородно распределенным в плоскости поперечного сечения и не учитывать диффузию носителей. Вводя нормированные значения $v_{th} = N_{th}/N_0$ и $G_{th} = g(N_{th})/g_0$ для квадратов амплитуд полей в ямах, получим

$$|\mathbf{E}_0^{(i)}|^2 = D (v_{th_i} + \gamma v_{th_i}^2 + \delta v_{th_i}^3) \frac{1}{G_{th_i} n_a \lambda_i} \left(\frac{J}{J_{th_i}} - 1 \right), \quad (3)$$

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

Таким образом, выражение (1) можно переписать в виде, более пригодном для расчетов,

$$\begin{aligned} \frac{P_{out}}{S} &= \frac{1}{8\rho_0 n(\lambda_r)} \left[\frac{4\pi\chi}{\lambda_r n_a} D \left| \int_i d_{14} \psi_1 \psi_2 e^{-j\beta_r x} dx \right|^2 \right. \\ &\times \frac{(v_{th_1} + \gamma v_{th_1}^2 + \delta v_{th_1}^3)}{G_{th_1} \lambda_1} \frac{(v_{th_2} + \gamma v_{th_2}^2 + \delta v_{th_2}^3)}{G_{th_2} \lambda_{2_0}} \\ &\times \left. \left(\frac{J}{J_{th_1}} - 1 \right) \left(\frac{J}{J_{th_2}} - 1 \right) \right]. \quad (3) \end{aligned}$$

Для определения пороговых коэффициентов усиления G_{th_i} задавались условия излучения (коэффициенты отражения) на границе БЗ с воздухом и декремент затухания

волны в каждом из слоев лазерного резонатора. При этом решения задач на собственные значения, подобных тем, что были упомянуты выше, перемещаются в область комплексного переменного. Причем если одна из частей (действительная или мнимая) комплексного собственного значения позволяет уточнить результат решения в отсутствие потерь, то другая — определить коэффициент усиления на пороге генерации. При анализе мы предполагали, что частотная зависимость коэффициента усиления в i -м активном слое может быть представлена в виде лоренцевского контура

$$G_i(\lambda) = G_{i_0} \left[1 + \left(2 \frac{\lambda - \lambda_i}{\Delta\lambda_{g_i}} \right)^2 \right]^{-1},$$

где G_{i_0} — максимальное значение коэффициента усиления, $\Delta\lambda_{g_i}$ — ширина полосы усиления.

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

$$\begin{aligned} \frac{P_i}{S} &= D' (v_{th_i} + \gamma v_{th_i}^2 + \delta v_{th_i}^3) \\ &\times \frac{1}{G_{th_i} n_a \lambda_i} (e_t^{(i)})^2 \left(\frac{J}{J_{th_i}} - 1 \right). \quad (4) \end{aligned}$$

В последнем выражении $D' = hcN_0/(g_0\tau_N)$, $e_t^{(i)} = |\mathbf{E}_t^{(i)}|/|\mathbf{E}_0^{(i)}|$ — отношение амплитуд электрического поля на излучающей границе и в i -м активном слое.

Результаты расчетов

Расчеты генератора проводились при следующих значениях параметров (табл. 1). Тепловые эффекты, связанные с нагреванием структуры протекающим током, во внимание не принимались.

Рис. 4 иллюстрирует зависимость плотности мощности излучения на частоте разностной гармоники от

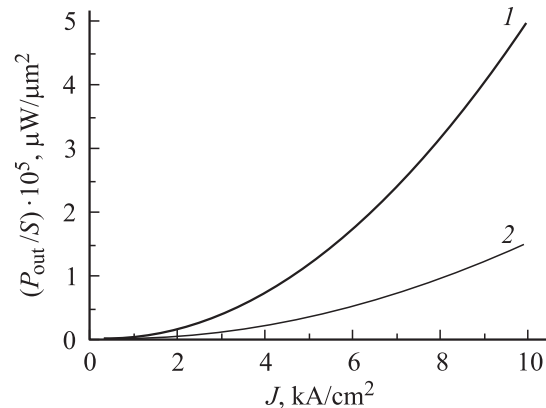


Рис. 4. Зависимость плотности мощности генерации на разностной частоте при различных декрементах затухания высокочастотных колебаний: $\alpha_{mid} = 5$ (1) и 10 cm^{-1} (2).

Таблица 1. Параметры структуры

Параметр	Значение
Средняя длина волны $\lambda_{mid}, \mu m$	1
Толщина активного слоя $d_a, \mu m$	0.03
Элемент тензора нелин. воспр. $d_{14}, cm/V$	$1.7 \cdot 10^{-8}$ (GaAs [9]) $0.39 \cdot 10^{-8}$ (AlAs [9])
Время жизни носителей τ_N, ns	5
Параметр усиления g_0, cm^{-1}	2000
Просветляющая конц. носителей N_0, cm^{-3}	$1.5 \cdot 10^{18}$
Коэффициент излучательной рекомбинации $B, cm^3/s$	10^{-10}
Коэффициент оже-рекомбинации $C, cm^6/s$	$3.5 \cdot 10^{-30}$
Ширина полосы усиления $\Delta\lambda_g, \mu m$	0.1

Таблица 2. Декремент затухания волны на разностной частоте в структуре лазера

Материал	Концентрация носителей, $10^{18} (cm^{-3})$	α_r, cm^{-1}
<i>p</i> -GaAs	1	100
(БЗ)	2	230
<i>p</i> -AlAs	1	120
(БЗ)	2	290
<i>p</i> -Al _{0.2} Ga _{0.8} As	0.3	20
(СЛП)	0.6	50
<i>n</i> -Al _{0.2} Ga _{0.8} As	0.3	130
(СЛП)	0.6	330
<i>n</i> -GaAs	1	200
(БЗ)	2	570
<i>n</i> -AlAs	1	650
(БЗ)	2	1400

величины тока накачки лазера. В качестве параметра графиков используется усредненное по длине резонатора значение декремента затухания мощности высокочастотных составляющих $\alpha_{mid} \approx \alpha_{1,2}$. Анализ экспериментальных данных по исследованию параметров материалов, образующих лазерную структуру [9,10,14], показывает, что $\alpha_{mid} \approx 5 cm^{-1}$ приблизительно соответствует уровню легирования верхнего (нижнего) БЗ с концентрацией акцепторов (доноров) $1 \cdot 10^{18} cm^{-3}$, а слоев нелинейного преобразования (СЛП) — с концентрацией $3 \cdot 10^{17} cm^{-3}$. Увеличение вдвое уровня легирования всех слоев приводит к соответствующему возрастанию коэффициента α_{mid} . Известно, что в средней части инфракрасного диапазона определяющую роль в затухании волны при прохождении через легированный полупроводник играют потери, обусловленные поглощением на свободных носителях [10,14,15]. Оценить величину этих потерь можно, пользуясь выражением для диэлектрической проницаемости, приведенным, например, в [14]. Результаты расчетов зависимости декремента затухания волны $\alpha_r = 2 \text{Im}(\beta_r)$ на разностной частоте от уровня концентрации носителей в слоях, образующих лазерную структуру, помещены в табл. 2.

Из анализа рис. 4 следует, что при умеренных значениях потерь в резонаторе лазера, мощность нелинейного преобразования в волну на разностной частоте составляет величину порядка $0.5-5 \mu W$ при площади поперечного сечения лазерной структуры $10^4-10^5 \mu m^2$. Отметим, что влияние затухания волн на величину мощности излучения разностной гармоники проявляется двояко. Прежде всего при заданной геометрии лазера уменьшение коэффициента ослабления излучения с длинами волн λ_1 и λ_2 , проявляется в снижении пороговых токов и, следовательно, в возрастании напряженности электрического поля в брэгговском резонаторе. Кроме того, уменьшение величины α_r , выражается в увеличении значения интеграла перекрытия собственных функций резонатора с волной на разностной частоте (см. соотношение (3)). В результате действия обоих этих факторов мощность излучения на разностной частоте возрастает.

Следующий рис. 5 приводится для сопоставления мощности высокочастотных составляющих (источников) с мощностью, полученной в результате нелинейного смешения колебаний этих частот. Как видно, плотность мощности коротковолновых колебаний на выходе лазера приблизительно на 6 порядков превышает соответствующую величину для волны излучения на разностной частоте (расчеты выполнены для резонатора, ограни-

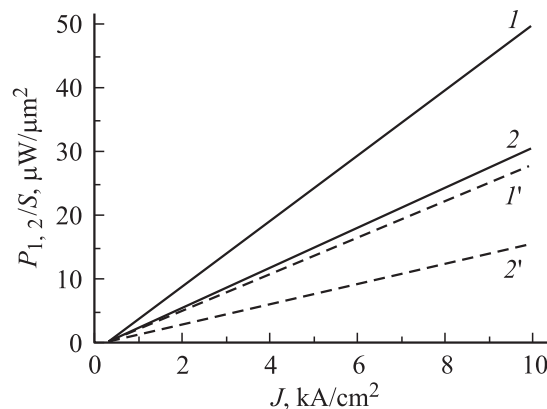


Рис. 5. Влияние распределенных потерь на плотность мощности высокочастотных составляющих: $\alpha_{mid} = 5$ (1, 1'), $10 cm^{-1}$ (2, 2').

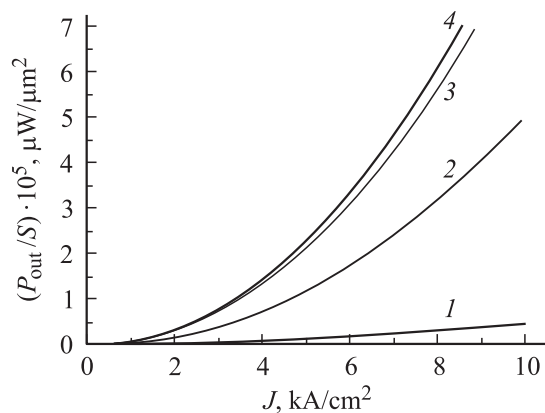


Рис. 6. Влияние коэффициента отражения (количества периодов) БЗ на плотность мощности излучения на разностной частоте: 20 (1), 30 (2), 40 (3) и 50 периодов (4).

ченного БЗ с 30 парами чередующихся слоев в каждом). Сплошными кривыми показана зависимость плотности мощности на длине волны λ_1 , пунктиром — на длине волны λ_2 . Отличие величины мощности высокочастотных составляющих, соответствующих одинаковому значению декремента затухания, обусловлено главным образом различным коэффициентом отражения БЗ для этих волн. Последнее связано с несимметричным расположением длин волн λ_1 и λ_2 относительно центральной частоты полосы отражения.

Результаты анализа влияния количества периодов БЗ на плотность мощности излучения на разностной частоте показаны на рис. 6. Графики построены для величины $\alpha_{\text{mid}} = 5 \text{ cm}^{-1}$. Выходная мощность разностной гармоники испытывает насыщение при увеличении количества пар слоев в зеркалах свыше 40. Это обусловлено насыщением потерь в резонаторе. С одной стороны, при увеличении коэффициента отражения снижаются внешние потери, т. е. связанные с излучением. С другой стороны, добавление слоев в БЗ сопровождается возрастанием рассеяния энергии высокочастотных колебаний внутри резонатора. В целом это приводит к насыщению пороговых токов и, следовательно, к ограничению величины электрических полей, порождающих нелинейную поляризацию.

Заключение

Предложена модель лазера с вертикальным резонатором для генерации в терагерцовом диапазоне вследствие смещения на решеточной нелинейности двухчастотного излучения в ближнем инфракрасном диапазоне.

В приближении безграничной в поперечном сечении структуры проведен расчет собственных значений и собственных функций брэгговского резонатора для высокочастотных колебаний. Получены соотношения, определяющие плотность мощности излучения на разностной частоте и частотах смешиваемых колебаний.

Изучена зависимость мощности излучения на разностной частоте от количества пар слоев (коэффициента отражения) в структуре БЗ. Показано, что при увеличении коэффициента отражения зеркал мощность вначале растет, а затем испытывает насыщение. При значении декремента затухания высокочастотных составляющих $\alpha_{\text{mid}} = 5 \text{ cm}^{-1}$ насыщение наблюдается для резонатора, ограниченного зеркалами, состоящими из приблизительно 40 пар слоев.

Проанализировано влияние потерь, обусловленных поглощением на свободных носителях и излучением высокочастотных колебаний на выходные характеристики лазера. Показано, что при площади излучающей поверхности $10^4 - 10^5 \mu\text{m}^2$ мощность излучения на разностной частоте в среднем инфракрасном диапазоне может составлять величину порядка $0.5 - 5 \mu\text{W}$. Как показывают оценки, эта величина может быть существенно (в десятки раз) увеличена при создании резонансной структуры для колебаний на частоте разностной гармоники. Детальный анализ такого лазера мы планируем провести в дальнейшем.

Работа выполнена при поддержке проектов РФФИ–БРФФИ (№ Ф02Р-095 и 02-02-81036), программы президиума РАН „Низкоразмерные квантовые структуры“, программы ОФН РАН „Полупроводниковые лазеры“ и МНТЦ (№ 2293).

Список литературы

- [1] *Matlis A., Sivken S., Tahraoui A. et al. // Appl. Phys. Lett.* 2000. Vol. 77. P. 1741–1743.
- [2] *Tredicucci A., Gmachl C., Capasso F. et al. // Appl. Phys. Lett.* 2000. Vol. 76. P. 2164–2166.
- [3] *Köhler R., Tredicucci A., Beltram F. et al. // Nature.* 2002. Vol. 417. 156–159.
- [4] *Faist J., Hofstetter D., Beck M. et al. // IEEE J. Quant. Electr.* 2002. Vol. 38. P. 533–546.
- [5] *Алешкин В.Я., Афоненко А.А., Звонков Н.Б. // ФТП.* 2001. Т. 35. Вып. 10. С. 1256–1259.
- [6] *Belyanin A., Capasso F., Kocharovskiy V. et al. // Phys. Rev. A.* 2001. Vol. 63. P. 53803.
- [7] *Chusseau L., Almuneau G., Coldren L. et al. // Special Issue IEE Proc. Optoelectr.* 2002. Vol. 149. P. 88–92.
- [8] *Brunner M., Gulden K., Hovel R. et al. // IEEE Photon. Technol. Lett.* 2000. Vol. 12. P. 1316–1318.
- [9] *Kaneko Y., Nakagawa S., Ichimura Y. et al. // J. Appl. Phys.* 2000. Vol. 87. P. 1597–1603.
- [10] *Adachi S. // J. Appl. Phys.* 1985. Vol. 58. P. R1–R29.
- [11] *Yamada N., Kaneko Y., Nakagawa S. et al. // Appl. Phys. Lett.* 1996. Vol. 68. P. 1895–1897.
- [12] *Каценеленбаум Б.З. Высокочастотная электродинамика.* М.: Наука, 1966. 238 с.
- [13] *Hadley G., Lear K., Warren M. et al. // IEEE J. Quant. Electr.* 1996. Vol. 32. P. 607–616.
- [14] *Blakemore J. // J. Appl. Phys.* 1982. Vol. 53. P. R123–R181.
- [15] *Волноводная оптоэлектроника / Под ред. Т. Тамира. М.: Мир, 1991. 574 с.*