

# Нелинейная генерация дальнего инфракрасного излучения в двухчастотных полупроводниковых лазерах

© А.А. Афоненко<sup>†</sup>, В.Я. Алешкин<sup>\*††</sup>, А.А. Дубинов<sup>\*†††</sup>

Белорусский государственный университет,  
220050 Минск, Белоруссия

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

(Получена 27 мая 2003 г. Принята к печати 18 июня 2003 г.)

Рассмотрена нелинейная генерация разностной моды в инжекционном полупроводниковом лазере. Предложена конструкция лазера на основе гетероструктуры InGaAs–GaAs–InGaP, обеспечивающая генерацию двух лазерных мод в диапазоне 1 мкм и разностной плазменной моды в диапазонах 15–35 и 45–80 мкм. Показано, что в лазере с шириной волновода 100 мкм при мощностях коротковолновых мод 10 Вт мощность разностной моды при комнатной температуре может быть  $\sim 1$  мВт.

## 1. Введение

Интерес к полупроводниковым лазерным источникам среднего и дальнего инфракрасного (ИК) диапазонов обусловлен широкими потенциальными возможностями их применения для связи, газового анализа, спектроскопии. Созданные каскадные лазеры среднего ИК диапазона успешно работают при комнатной температуре [1], в то время как в области дальнего ИК диапазона получить генерацию на каскадных структурах удается только при криогенных температурах [2]. Полупроводниковые лазеры на германии  $p$ -типа проводимости [3,4], генерирующие излучение дальнего ИК диапазона, также работают при криогенных температурах. Альтернативный подход к получению среднего и дальнего ИК излучения, который может обеспечить генерацию при комнатной температуре, состоит в использовании нелинейных эффектов. Для генерации разностной моды в лазере, генерирующем две коротковолновые моды, в работах предлагалось использовать электронную нелинейность в квантовой яме, содержащей три уровня [5], или нелинейные свойства полупроводникового материала активной области [6].

Основная трудность для эффективной нелинейной генерации состоит в необходимости выполнения условия фазового синхронизма, так как из-за нормальной дисперсии показателя преломления фазовая скорость волны нелинейной поляризации, как правило, оказывается меньше фазовой скорости разностной моды. Как показано в работе [6], условие фазового синхронизма можно обеспечить при использовании фундаментальной коротковолновой моды с частотой  $\omega_1$  и боковой моды с частотой  $\omega_2 > \omega_1$ . В этом случае при использовании высокочастотных мод в диапазоне 1 мкм мощностью 10 Вт мощность генерации разностной моды на длине волны  $\sim 10$  мкм составляет 100 мВт при коэффициенте поглощения  $\sim 10$  см<sup>-1</sup>. Однако с увеличением длины

волны ослабевает локализация разностной моды вблизи активной области и эффективность преобразования снижается.

Недостатком предложенной в [6] схемы является малый коэффициент перекрытия волны нелинейной поляризации на разностной частоте и возбуждаемой волноводной моды. Эта малость возникает по двум причинам: во-первых, из-за того, что нелинейная поляризация на разностной частоте пропорциональна произведению почти ортогональных мод — это ведет к изменению знака поляризации в направлении, перпендикулярном слоям структуры, на масштабе ширины волноведущего слоя для высокочастотных мод; во-вторых, из-за того, что масштаб пространственного изменения разностной моды в этом направлении намного превышает масштаб изменения волны поляризации. Кроме того, параметры предлагаемого в [6] диэлектрического волновода очень чувствительны к геометрии структуры, так что даже небольшое отклонение толщин слоев может уменьшить генерируемую мощность на несколько порядков. Последнее обстоятельство является следствием того, что в таком волноводе фазовый синхронизм выполняется только для отдельной одной моды.

В настоящей работе предлагается другой способ осуществления условия фазового синхронизма, основанный на использовании длинноволновых плазмонных мод в легированных полупроводниковых кристаллах. К преимуществам рассматриваемого способа относится, во-первых, сравнительная легкость управления фазовой скоростью волны на разностной частоте путем изменения диэлектрической проницаемости с помощью изменения концентрации электронов и дырок (легирования). Второе преимущество предлагаемого способа заключается в том, что для возбуждения разностной низкочастотной моды предлагается использование двух фундаментальных высокочастотных мод на частотах  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  и поэтому коэффициент перекрытия для разностной частоты не мал (высокочастотные моды не ортогональны). Третье преимущество состоит в том, что в плазменном волноводе сравнительно легко реализовать ситуацию, когда фазовый синхронизм выполняется для

<sup>†</sup> E-mail: afonenko@bsu.by  
Fax: 375(17)2771016

<sup>††</sup> E-mail: aleshkin@ipm.sci-nnov.ru  
<sup>†††</sup> E-mail: sanya@ipm.sci-nnov.ru

разных мод при близких значениях частот. В этом случае мощность в зависимости от частоты не слишком резко изменяется. Поэтому мощность генерации не очень чувствительна к изменениям параметров структуры. Проведенные расчеты показали, что при соблюдении условия фазового синхронизма и мощности генерации высокочастотных мод 10 Вт в диапазоне 1 мкм, мощность генерации разностной моды может быть  $\sim 1$  мВт в диапазоне 15–35 мкм и 45–80 мкм в лазере с шириной волновода 100 мкм.

## 2. Замедление моды в плазменном волноводе

Плазменные моды существуют на границе раздела сред с диэлектрическими проницаемостями  $\varepsilon_a$  и  $\varepsilon_b$  разного знака. В простейшем случае контакта материалов постоянная распространения разностной моды на частоте  $\omega = \omega_2 - \omega_1$  определяется как [7]

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{|\varepsilon_b| \varepsilon_a}{|\varepsilon_b| - \varepsilon_a}. \quad (1)$$

Для того чтобы замедлить моду, т.е. сделать  $k$  заметно больше постоянной распространения в материале  $a$ ,  $k_a = \sqrt{\varepsilon_a} \omega / c$ , необходимо иметь диэлектрическую проницаемость  $\varepsilon_b$ , сравнимую по абсолютной величине с  $\varepsilon_a$ . По этой причине в качестве материала с отрицательной диэлектрической проницаемостью невозможно использовать металлы, так как при этом  $|\varepsilon_b| \gg 1$  и  $k \approx k_a$ .

Получить отрицательную диэлектрическую проницаемость определенной величины в ИК диапазоне можно в полупроводниковом материале путем легирования. Простейший учет вклада плазмы свободных носителей и оптических фононов в диэлектрическую проницаемость дает модель Друде, которая успешно применима к полупроводникам как  $n$ -, так и  $p$ -типа проводимости [8–10]:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{\omega_{\text{TO}}^2 (\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)}{\omega_{\text{TO}}^2 - \omega^2 - i\Gamma\omega} - \frac{\omega_p^2 \varepsilon_\infty}{\omega^2 + i\gamma\omega}, \quad (2)$$

где  $\varepsilon_0$  и  $\varepsilon_\infty$  — низкочастотная и высокочастотная диэлектрические проницаемости нелегированного полупроводникового материала,  $\omega_{\text{TO}}$  — частота поперечного оптического фонона,  $\Gamma$  — коэффициент затухания волны на фононах,  $\gamma = q/m^* \mu$  — коэффициент затухания волны при поглощении свободными носителями,  $\omega_p^2 = 4\pi n q^2 / m^* \varepsilon_\infty$  — квадрат плазменной частоты;  $n$  и  $m^*$  — концентрация и эффективная масса носителей заряда,  $\mu$  — подвижность носителей заряда,  $q$  — заряд электрона. Величины  $\Gamma$ ,  $\omega_{\text{TO}}$  брались из обзора [8], величина  $\gamma$  определялась из данных по зависимости подвижности от концентрации легирующей примеси [11]. Спектральная зависимость коэффициента поглощения, полученная на основании (2), хорошо описывает экспериментально наблюдаемые зависимости [8], за исключением многофононных эффектов, роль которых в поглощении невелика.

## 3. Расчет мощности разностной моды

В случае, когда структура полупроводникового лазера выращена на плоскости (001), а высокочастотные моды имеют ТЕ-поляризацию, нелинейная поляризация в GaAs перпендикулярна плоскости слоев и возбуждает на разностной частоте ТМ-моду [6]. Координатная зависимость напряженности магнитного поля генерируемой волны  $H_y$  при этом находится из следующего уравнения:

$$\varepsilon(z, \omega) \frac{d}{dz} \frac{1}{\varepsilon(z, \omega)} \frac{dH_y}{dz} + \left( \varepsilon(z, \omega) \frac{\omega^2}{c^2} - k_x^2 \right) H_y = -2\varepsilon^{(2)} \frac{k_x \omega}{c} A_1^*(z) A_2(z). \quad (3)$$

Здесь ось  $z$  направлена вдоль кристаллографического направления [001],  $\varepsilon^{(2)}$  — нелинейная восприимчивость. Координатные зависимости амплитуд электрического поля высокочастотных мод  $A_1$ ,  $A_2$  и разность их постоянных распространения  $k_x = k_2 - k_1$  находятся путем решения волнового уравнения с соответствующим профилем показателя преломления. Компонента электрического поля разностной моды  $E_z$  и ее мощность  $P$  определяются из равенств

$$E_z = -\frac{1}{\varepsilon(z, \omega)} \left( \frac{ck_x}{\omega} H_y + 2\varepsilon^{(2)} A_1^*(z) A_2(z) \right) \quad (4)$$

и

$$P = -\frac{cL_y}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \text{Re}(H_y E_z^*) dz, \quad (5)$$

где  $L_y$  — ширина полоскового контакта лазерного диода.

Параметры гетероструктуры в системе InGaAs–GaAs–InGaP приведены в таблице. Для генерации коротковолновых мод на двух спектрально разнесенных длинах волн активная область включает два вида квантовых ям (КЯ) в гетеросистеме InGaAs–GaAs. Волновод для коротковолнового излучения формируется путем заключения узкозонного GaAs в широкозонные эмиттерные слои InGaP с меньшим показателем преломления. В расчете использовались следующие выражения для показателя преломления GaAs [11] и InGaP:

$$n_{\text{GaAs}}(\hbar\omega) = \sqrt{7.1 + \frac{3.78}{1 - 0.18(\hbar\omega)^2}},$$

$$n_{\text{InGaP}}(\hbar\omega) = n_{\text{GaAs}}(\hbar\omega) - 0.3. \quad (6)$$

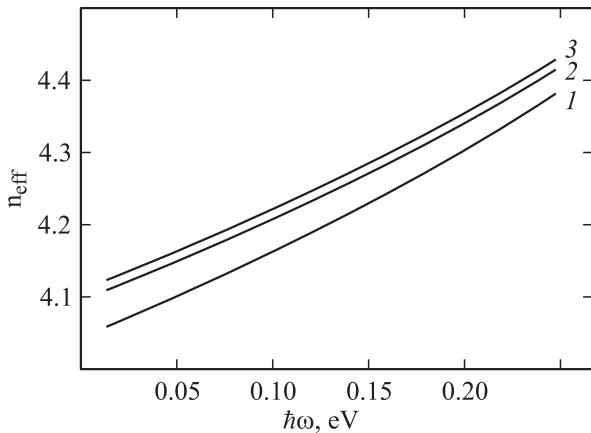
Сильно легированный слой GaAs, формирующий плазменный волновод для разностной моды, также служит контактным  $n$ -слоем для структуры, выращенной на полужолирующем арсениде галлия.

Эффективный показатель преломления волны разностной поляризации  $n_{\text{eff}} = (k_{2x} - k_{1x}) / (\omega_2 - \omega_1)$  определяется конструкцией „высокочастотной“ части лазера и практически не зависит от устройства плазменного

Параметры слоев гетероструктуры

№ слоя	Материал	Толщина слоя, мкм	Легирование		Подвижность, см <sup>2</sup> /В·с
			тип	концентрация, см <sup>-3</sup>	
1	Au	1	—	—	—
2	GaAs	0.1	<i>p</i>	$1 \cdot 10^{18}$	156
3	InGaP	0.6	<i>p</i>	$5 \cdot 10^{16}$	64
4	GaAs, 2КЯ	0.8	<i>n</i>	$3 \cdot 10^{16}$	6556
5	InGaP	0.6	<i>n</i>	$5 \cdot 10^{16}$	755
6	GaAs	2	<i>n</i>	$5 \cdot 10^{18}$	2917
7	GaAs	—	<i>n</i>	$5 \cdot 10^{16}$	6111

волновода. Как видно из рис. 1, эффективный показатель преломления имеет слабую линейную зависимость от энергии кванта плазменной волны и приближенно равняется групповому показателю преломления высокочастотных мод.



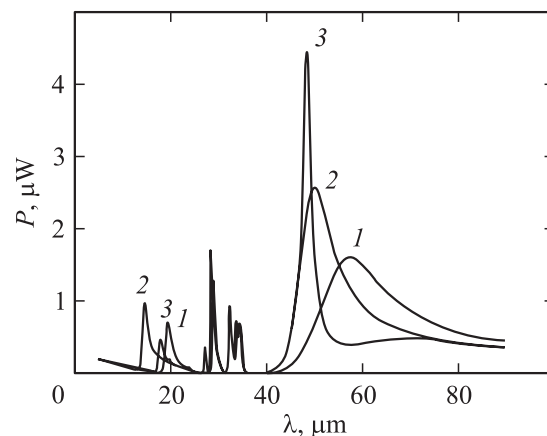
**Рис. 1.** Зависимость эффективного показателя преломления волны разностной поляризации от энергии кванта при толщинах центрального слоя GaAs 0.2 (1), 0.5 (2) и 1 мкм (3). Фиксирована большая из длин волн высокочастотных мод  $\lambda_1 = 1$  мкм.

При расчетах диэлектрической проницаемости InGaP в среднем и дальнем ИК диапазонах предполагалось, что в твердом растворе половина ТО-фононов — от InP, а половина — от GaP, т.е. мы пренебрегали изменениями расстояний между атомами по сравнению с бинарными полупроводниками InP и GaP. При этом полная диэлектрическая проницаемость вычислялась как полусумма таковых для InP и GaP. В действительности материал твердого раствора неоднороден: в нем имеются упорядоченная и неупорядоченная фазы, в которых даже ширина запрещенной зоны заметно различается. Что же касается исследования показателей преломления, то нам такие работы неизвестны.

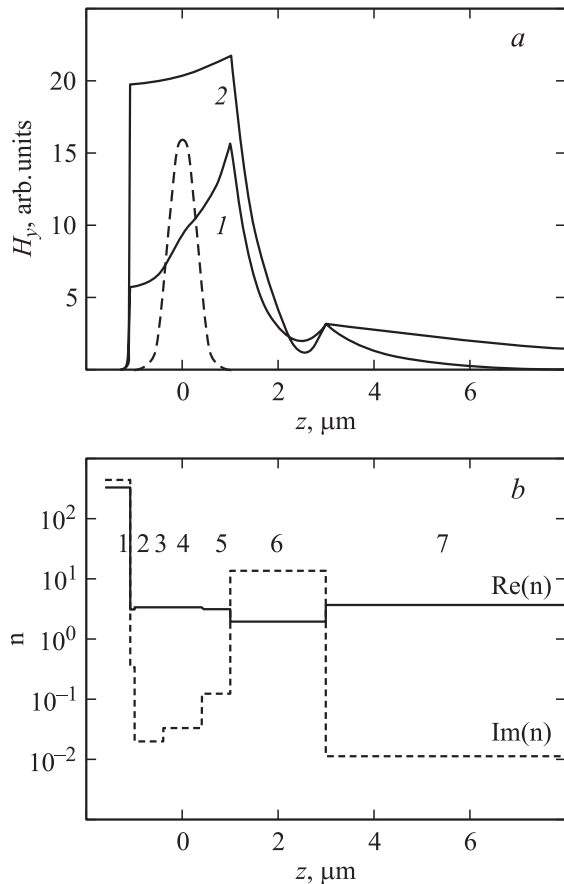
Следует заметить, что для снижения потерь в структуре использовано более слабое легирование, чем обычно. При этом в системе InGaP–GaAs из-за большого разрыва валентной зоны возникает потенциальный барьер для

дырок, препятствующий инжекции носителей в активную область. В результате на этой гетерогранице возникает слой обогащения дырками с характерными размерами  $\sim 3$  нм и характерной концентрацией  $4 \cdot 10^{13}$  см<sup>-2</sup>. Однако проведенные оценки показывают, что вклад этого слоя в поглощение и эффективный показатель преломления плазменных мод мал, и поэтому мы его не учитывали в расчете мощности.

Результаты расчетов мощности разностной моды представлены на рис. 2. Зависимость мощности от длины волны имеет несколько резонансных пиков. За исключением самого коротковолнового, все они связаны с наличием областей аномальной дисперсии в InGaP и GaAs. При увеличении уровня легирования плазменного волновода резонансы смещаются в более коротковолновую область. Несмотря на то, что для получения нелинейной поляризации используются только фундаментальные коротковолновые моды, достигаемые мощности генерации оказываются на порядок ниже, чем полученные для диапазона 10 мкм в работе [6]. Это связано со значительным увеличением коэффициента поглощения свободными носителями при продвижении к дальнему



**Рис. 2.** Зависимость мощности разностной моды от длины волны: 1 — гетероструктура с параметрами, приведенными в таблице; 2 — концентрация электронов в слое 6  $n = 2 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>; 3 — концентрация электронов в слое 7  $n = 1 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>, толщина слоя 6 равна 0.8 мкм.  $\epsilon_{\text{GaAs}}^{(2)} = 1.7 \cdot 10^{-8}$  см/В,  $L_y = 100$  мкм,  $\lambda_1 = 1$  мкм.



**Рис. 3.** Пространственное распределение модуля напряженности магнитного поля разностной моды (*a*) на длине волны 20 (*1*) и 58 мкм (*2*) (штриховой линией показана амплитуда высокочастотных мод в условных единицах), а также реальной и мнимой частей показателя преломления  $n$  на длине волны 58 мкм (*b*) (указаны номера слоев в соответствии с данными таблицы).

ИК диапазону — например, на длине волны 50 мкм по сравнению с 10 мкм даже в слабо легированном материале потери возрастают более чем в 20 раз.

Из-за больших коэффициентов поглощения зависимость мощности поверхностной волны от ее длины имеет довольно широкий резонансный пик. В частности, для структуры с параметрами из таблицы оцененная мощность поверхностной волны спадает только в 2 раза в интервале длин волн 50–70 мкм. Это означает, что мощность генерации мало чувствительна к изменению параметров системы в довольно широком интервале.

Фоновое поглощение, с одной стороны, отрицательно сказывается в области  $\sim 40$  мкм, где имеется провал в мощности генерации. С другой стороны, из-за аномальной дисперсии в длинноволновой области сразу за пиком фотонного поглощения показатель преломления значительно увеличен по сравнению со своим высокочастотным значением. В результате необходимая для фазового синхронизма скорость достигается даже при меньшей доле волны, расположенной в сильно-

легированном материале (рис. 3), что приводит к некоторому снижению эффективного коэффициента модовых потерь, и мощность генерации оказывается больше.

Кроме этого, если вместо легированной использовать полуизолирующую подложку и путем подбора параметров увеличить долю распространяющегося в ней ИК излучения, то можно снизить эффективное модовое поглощение и увеличить максимальную мощность генерации до 4.5 мкВт (см. рис. 2). При этом происходит смещение резонанса в более коротковолновую область (длина волны  $\sim 48$  мкм) и ширина пика генерации существенно уменьшается.

## 4. Заключение

Таким образом, предложенная конструкция полупроводникового инжекционного лазера позволяет получить мощность  $\sim 1$  мкВт в дальнем ИК диапазоне при комнатной температуре. Для получения нелинейной поляризации используются только фундаментальные коротковолновые моды в диапазоне 1 мкм. Условие фазового синхронизма выполняется за счет замедления длинноволнового ИК излучения в плазменном волноводе. Мощность генерации мало чувствительна к изменению параметров системы в широком интервале.

Работа выполнена в рамках проектов РФФИ–БРФФИ Ф02Р-095, № 02-02-81036, Министерства промышленности и науки РФ, программы Президиума РАН „Низкоэнергетические квантовые структуры“, программы ОФН РАН „Полупроводниковые лазеры“ и МНТЦ (№ 2293).

## Список литературы

- [1] F. Capasso, A. Tredicucci, C. Gmachl, D.L. Sivco, A.L. Hutchinson, A.Y. Cho, G. Scamarcio. *IEEE J. Select. Topics Quant. Electron.*, **5** (3), 792 (1999).
- [2] M. Rochat, L. Ajili, H. Willenberg, J. Faist. *Appl. Phys. Lett.*, **81** (8), 1381 (2002).
- [3] A. Andronov, E. Gornik. *Opt. Quant. Electron.*, **23** (2) (1991).
- [4] И.В. Алтухов, М.С. Каган, К.А. Королев, В.П. Синис, Ф.А. Смирнов. *ЖЭТФ*, **74**, 404 (1992).
- [5] A.A. Belyanin, F. Capasso, V.V. Kocharovsky, V.I. Kocharovsky, M.O. Scully. *Phys. Rev. A*, **63** (5), 053 803 (2001).
- [6] В.Я. Алешкин, А.А. Афоненко, Н.Б. Звонков. *ФТП*, **35** (10), 1256 (2001).
- [7] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Электродинамика сплошных сред* (М., Наука, 1989) гл. 10, с. 425.
- [8] J.S. Blackmore. *J. Appl. Phys.*, **53**, R123 (1982).
- [9] H.R. Chandrasekhar, A.K. Ramdas. *Phys. Rev. B*, **21**, 1511 (1980).
- [10] W. Songprakob, R. Zallen, W.K. Liu, K.L. Bacher. *Phys. Rev. B*, **62** (7), 4501 (2000).
- [11] A. Dargys, J. Kundrotas. *Handbook on Physical Properties of Ge, Si, GaAs and InP* (Vilnius, Science and Encyclopedia Publishers, 1994).

Редактор Л.В. Шаронова

## Nonlinear generation of far infrared radiation in dual-frequency semiconductor lasers

A.A. Afonenko, V.Ya. Aleshkin\*, A.A. Dubinov\*

Belarussian State University,  
220050 Minsk, Belarus

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

**Abstract** The paper deals with the difference mode generation due to a nonlinear second order optical coefficient in the quantum well semiconductor laser. The laser construction based on the heterostructures InGaP/GaAs/InGaAs providing the generation of two modes within the wavelength around  $1\ \mu\text{m}$  and the difference plasmon mode within wavelengths  $15\text{--}35$  and  $45\text{--}80\ \mu\text{m}$  has been suggested. It is shown that the difference mode power can be of the order of  $1\ \mu\text{W}$  at the room temperature in a laser with the width of the waveguide of  $100\ \mu\text{m}$  when the power values of the short wavelength modes equal to  $10\ \text{W}$ .