

06:07

Нелинейная генерация излучения среднего инфракрасного диапазона в двухчастотных полупроводниковых лазерах с гофрированным волноводом

© В.Я. Алешкин,¹ А.А. Афоненко,² А.А. Дубинов¹

¹ Институт физики микроструктур РАН,
603950 Нижний Новгород, Россия
e-mail: sanya@ipm.sci_nnov.ru

² Белорусский государственный университет,
220050 Минск, Белоруссия

(Поступило в Редакцию 6 февраля 2004 г.)

Рассмотрена нелинейная генерация разностной моды в инжекционном полупроводниковом лазере с квантовыми ямами. Предложена конструкция лазера на основе гетероструктуры InGaAs/GaAs/InGaP, обеспечивающая генерацию двух лазерных мод в диапазоне $1\ \mu\text{m}$ и разностной моды в гофрированном волноводе в диапазоне $10\text{--}20\ \mu\text{m}$. Показано, что в лазере с шириной волновода $100\ \mu\text{m}$ при мощностях коротковолновых мод $10\ \text{W}$ мощность разностной моды среднего ИК диапазона при комнатной температуре может быть несколько микроватт.

Введение

Несмотря на то что компактные источники излучения в терагерцовом и мультитерагерцовом диапазонах частот в настоящее время очень востребованы для различных применений, количество таких источников мало. Полупроводниковые лазеры традиционных конструкций могут излучать только в ближнем инфракрасном (ИК) и видимом диапазонах частот вследствие увеличения роли безызлучательной оже-рекомбинации при использовании полупроводников с малой шириной запрещенной зоны. На сегодняшний день наиболее значительные результаты достигнуты в области создания квантовых каскадных полупроводниковых лазеров [1,2]. Однако чрезвычайно сложная зонная схема каскадных структур и высокие требования по контролю параметров сдерживают их распространение и использование. Полупроводниковые лазеры на германии *p*-типа [3,4], генерирующие излучение дальнего ИК диапазона, работают только при криогенных температурах. Альтернативный подход к получению среднего и дальнего ИК излучения, который может обеспечить генерацию при комнатной температуре, состоит в использовании нелинейных эффектов. Ранее для генерации разностной моды в лазере, генерирующем две коротковолновые моды, предлагалось использовать электронную нелинейность в квантовой яме, содержащей три уровня [5], или нелинейные свойства полупроводникового материала активной области [6,7].

Основная трудность для эффективной нелинейной генерации состоит в необходимости выполнения условия фазового синхронизма, так 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 ω_1 и боковой моды с частотой $\omega_2 > \omega_1$. В этом случае при использовании высокочастотных мод в диапазоне $1\ \mu\text{m}$ мощностью $10\ \text{W}$ мощность генерации разностной моды на длине волны около $10\ \mu\text{m}$ составляет $100\ \mu\text{W}$, при коэффициенте поглощения порядка $10\ \text{cm}^{-1}$.

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, нелинейная поляризация на разностной частоте пропорциональна произведению почти ортогональных мод, что ведет к изменению знака поляризации в направлении, перпендикулярном слоям структуры, на масштабе ширины волноводящего слоя для высокочастотных мод; во-вторых, 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, вследствие чего эта схема трудно осуществима технически.

В работе [7] был предложен альтернативный подход для осуществления условия фазового синхронизма при использовании плазменного волновода для замедления разностной гармоники. Однако, как показали вычисления, эта схема удовлетворительно работает только для разностной моды в дальнем ИК диапазоне (в области аномальной дисперсии диэлектрической проницаемости полупроводника) и мало пригодна для среднего ИК диапазона.

В настоящей работе предлагается другой способ осуществления условия фазового синхронизма, основанный на использовании мод гофрированного волновода, кото-

рый уже давно используется для замедления электромагнитных волн в СВЧ электронике [8].

К преимуществам рассматриваемого способа относятся, во-первых, сравнительная легкость управления фазовой скоростью на разностной частоте путем изменения периода и глубины гофрировки. Второе преимущество предлагаемого способа состоит в том, что для возбуждения разностной низкочастотной моды предлагается использование двух фундаментальных высокочастотных мод на частотах ω_1, ω_2 , поэтому коэффициент перекрытия для разностной частоты не мал (высокочастотные моды не ортогональны). Проведенные расчеты показали, что при соблюдении условия фазового синхронизма и мощности генерации высокочастотных мод 10 W в диапазоне $1 \mu\text{m}$ мощность генерации разностной моды может быть порядка нескольких микроватт в диапазоне длин волн $10\text{--}20 \mu\text{m}$ в лазере со $100 \mu\text{m}$ шириной волновода.

Расчет мощности разностной моды в гофрированном волноводе

Рассмотрим представленную на рис. 1 структуру. Используются следующие обозначения: h — это глубина гофрировки; D — ее период; L — размер области, занятой полупроводником, окруженной с трех сторон металлом. В случае, когда структура полупроводникового лазера выращена на плоскости (001), а высокочастотные моды имеют TE -поляризацию и распространяются вдоль направления [110], нелинейная поляризация в GaAs перпендикулярна плоскости слоев и возбуждает на разностной частоте TM -моду [6].

Расчет характеристик гофрированного волновода для разностной частоты проведен методом частичных областей [8], который заключается в том, что гофрированный волновод разделяют на две области: пространство резонаторов ($z > 0$) и пространство взаимодействия ($z < 0$). Компонента магнитного поля TM -волны H_y в

пространстве взаимодействия можно аппроксимировать суммой пространственных гармоник $H_{ym}(z)$, а в резонаторах — суммой парциальных полей $H_{yq}(z)$, причем в направлении распространения усиливаемой волны они являются стоячими, т.е. вклада в перенос энергии не дают,

$$H_y(x, z) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} H_{ym}(z) \exp(ik_m x - i\omega t), \quad z < 0, \quad (1)$$

$$H_y(x, z) = \sum_{q=0}^{\infty} H_{yq}(z) f_q(x) \exp(-i\omega t), \quad z > 0, \quad (2)$$

где $k_m = k_x + 2\pi m/D$, $-\infty < m < \infty$, $f_q(x)$ — собственные функции резонаторов ($0 \leq q < \infty$), у которых набег фазы за период гофра D совпадает с изменением фазы волны вне резонаторов.

При расчете было использовано приближение одной волны, которое состоит в том, что учитывается только одна пространственная гармоника и один тип волны в резонаторе ($m = 0$ и $q = 0$). Электромагнитное поле в сплошной металлической части волновода $z > h$ „сшивалось“ с полем примыкающего полупроводникового материала. Далее мы будем опускать индексы m и q в обозначении y -компоненты магнитного поля. Такое приближение справедливо при больших длинах волн в гофрированном волноводе по сравнению с периодом [8]

$$2\pi Dn/\lambda < 0.6\pi, \quad (3)$$

где n — показатель преломления среды, λ — длина волны излучения в вакууме, так как нулевая гармоника при этом условии по амплитуде существенно выше остальных.

Зависимость напряженности магнитного поля генерируемой волны $H_y(z)$ в области $z < 0$ находится из следующего уравнения:

$$\begin{aligned} \varepsilon(z, \omega) \frac{d}{dz} \left[\frac{1}{\varepsilon(z, \omega)} \frac{dH_y}{dz} \right] + \left(\varepsilon(z, \omega) \frac{\omega^2}{c^2} - k_x^2 \right) H_y \\ = -2\varepsilon^{(2)} \frac{k_x \omega}{c} A_1^*(z) A_2(z). \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь ось z направлена вдоль кристаллографического направления [001] (рис. 1), $\varepsilon^{(2)}$ — нелинейная восприимчивость. В области $z > 0$ зависимость $H_y(z)$ находится из уравнения (4), в котором в качестве k_x использовалась соответствующая проекция волнового вектора стоячих волн в полупроводниковых частях периодической структуры k_{x0} . Величина k_{x0} находилась из соотношения $k_{x0}^2 + k_{z0}^2 = \varepsilon_s \omega^2 / c^2$, где ε_s — диэлектрическая проницаемость полупроводника, а проекция k_{z0} определялась как собственное значение уравнения

$$\varepsilon(x, \omega) \frac{d}{dx} \left[\frac{1}{\varepsilon(x, \omega)} \frac{df_q}{dx} \right] + \left(\varepsilon(x, \omega) \frac{\omega^2}{c^2} - k_{zq}^2 \right) f_q = 0 \quad (5)$$

при $0 < z < h$ с граничными условиями $f_q(x) = \exp(ik_x D) f_q(x + D)$.

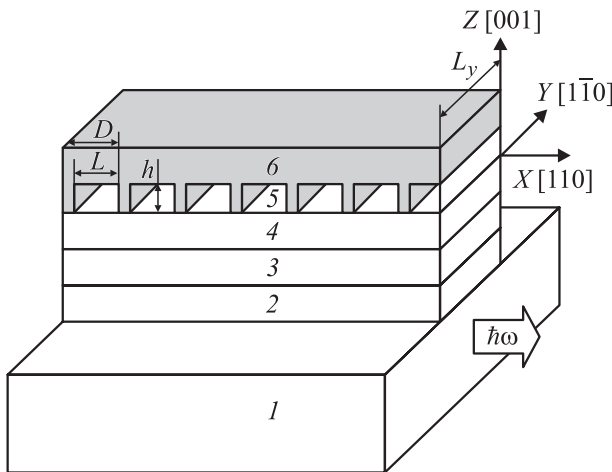


Рис. 1. Схема структуры, предлагаемой для генерации разностной частоты (указаны номера слоев согласно таблице).

Параметры слоев гетероструктуры

№ слоя	Материал	Толщина слоя, μm	Легирование		Подвижность, $\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$
			тип	концентрация, cm^{-3}	
1	GaAs	—	n	$2 \cdot 10^{18}$	3024
2	InGaP	0.6	n	$4 \cdot 10^{16}$	1947
3	GaAs, 2 КЯ	0.6	n	$4 \cdot 10^{16}$	5796
4	InGaP	0.6	p	$1 \cdot 10^{17}$	40
5	GaAs	0.5	p	$1 \cdot 10^{17}$	279
6	Au	1	—	—	—

Граничные условия при $z = 0$: непрерывность $H_y(z)$ и

$$\frac{1}{\varepsilon(z, \omega)} \frac{\partial H_y(z)}{\partial z}.$$

Зависимости амплитуд электрического поля высокочастотных мод A_1, A_2 от координат 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 определяются из равенств

$$E_z = -\frac{1}{\varepsilon(z, \omega)} \left(\frac{ck_x}{\omega} H_y + 2\varepsilon^{(2)} A_1^*(z) A_2(z) \right) \quad (6)$$

и

$$P = -\frac{cL_y}{2\pi} \int_{-\infty}^0 \text{Re}(H_y E_z^*) dz, \quad (7)$$

где L_y — ширина полоскового контакта лазерного диода.

Решение описанной выше системы представляет собой замедленную волну, экспоненциально прижатую к гофрированной поверхности пропорционально замедлению (рис. 2).

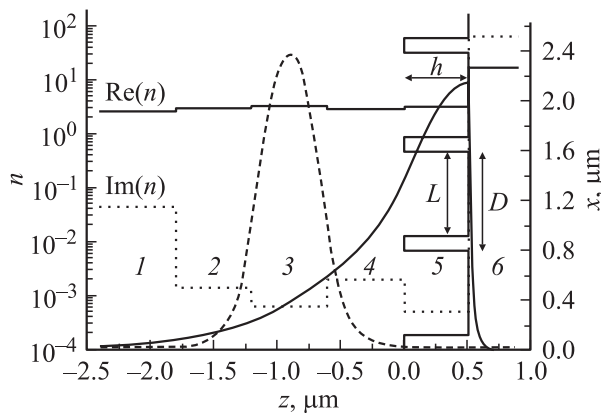


Рис. 2. Пространственные распределения модуля напряженности магнитного поля разностной моды (штриховая линия — амплитуда высокочастотных мод в условных единицах), гофрированной поверхности (правая часть рисунка) и реальной и мнимой частей показателя преломления для длины волны $12.7 \mu\text{m}$ (указаны номера слоев согласно таблице).

Параметры гетероструктуры, предлагаемой для генерации разностной частоты, в системе InGaAs/GaAs/InGaP приведены в таблице. Для генерации коротковолновых мод на двух спектрально разнесенных длинах волн активная область включает две квантовые ямы (КЯ) InGaAs разной глубины в слое GaAs (слой 3 в таблице). 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 коротковолновых мод [9,10]:

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

$$n_{\text{InGaP}}(\hbar\omega) = n_{\text{GaAs}}(\hbar\omega) - 0.279. \quad (8)$$

Эффективный показатель преломления волны разностной поляризации $n = (k_{2x} - k_{1x})/(\omega_2 - \omega_1)$ определяется конструкцией „высокочастотной“ части лазера и практически не зависит от устройства гофрированного волновода, потому что высокочастотные моды практически не проникают за ограничительные слои InGaP (рис. 2).

Для корректного определения показателя преломления на разностной частоте следует учесть вклады в диэлектрическую проницаемость свободных носителей и оптических фононов. Простейший учет вклада плазмы свободных носителей и оптических фононов в диэлектрическую проницаемость дает выражение (26) из работы [11], которое применимо к полупроводникам как n -типа, так и p -типа,

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{\omega_{TO}^2(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)}{\omega_{TO}^2 - \omega^2 - i\Gamma\omega} - \frac{\omega_p^2 \varepsilon_\infty}{\omega^2 + i\gamma\omega}, \quad (9)$$

где ε_0 и ε_∞ — низкочастотная и высокочастотные диэлектрические проницаемости нелегированного полупроводникового материала, ω_{TO} — частота поперечного оптического фонона, Γ — коэффициент затухания волны на фононах, $\gamma = q/m^* \mu$, $\omega_p^2 = 4\pi n q^2 / m^* \varepsilon_\infty$ — квадрат плазменной частоты, n и m^* — концентрация и эффективная масса носителей заряда, μ — подвижность носителей заряда.

Величины Γ , ω_{TO} барались из обзора [11], величина γ определялась из данных зависимости подвижности от концентрации легирующей примеси [9]. Спектральная зависимость коэффициента поглощения, полученная на основании (9), хорошо описывает экспериментально наблюдаемые зависимости [11], за исключением многофоновых эффектов, роль которых в поглощении невелика.

При расчетах диэлектрической проницаемости InGaP в среднем и далеком ИК диапазонах предполагалось, что в твердом растворе половина TO 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 от InP и GaP. Следует заметить, что для снижения потерь в структуре использовано более слабое легирование, чем обычно.

Результаты расчетов зависимости мощности от длины волны разностной моды представлены на рис. 3. В расчетах наибольшая длина волны для высокочастотных мод фиксировалась, при этом изменение длины волны разностной моды достигалось за счет изменения длины волны другой высокочастотной моды. Эта зависимость имеет максимум, соответствующий выполнению фазового синхронизма на разностной частоте для волноводной моды и волны поляризации. Кроме того, из рис. 4 видно, что максимум мощности при увеличении глубины гофрировки волновода смещается в длинноволновую область и имеет наибольшее значение для глубины гофрировки $h \sim 0.5 \mu\text{m}$.

Несмотря на то что для получения нелинейной поляризации используются только фундаментальные коротковолновые моды, достигаемые мощности генерации в распространяющейся волне оказываются на порядок ниже, чем в работе [6]. Это связано со значительным коэффициентом поглощения свободными носителями в металле, так как усиливается поле экспоненциально

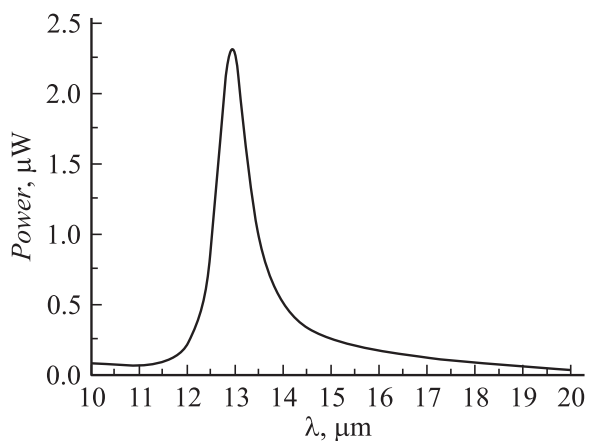


Рис. 3. Зависимость мощности разностной моды от ее длины волны в структуре со следующими параметрами: $h = 0.5 \mu\text{m}$, $D = 0.8 \mu\text{m}$, $L = 0.7 \mu\text{m}$, $\epsilon^{(2)} = 1.7 \cdot 10^{-8} \text{ cm/V}$, $L_y = 100 \mu\text{m}$.

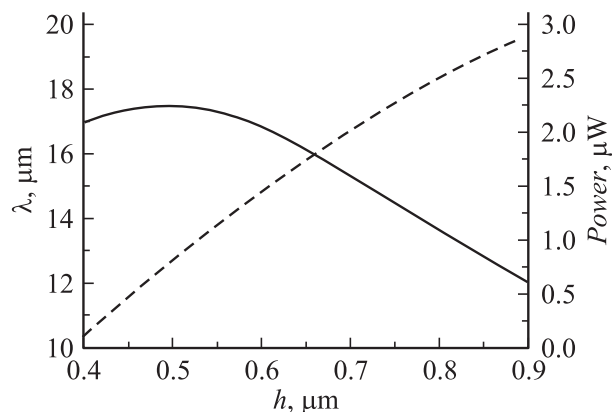


Рис. 4. Зависимости максимума мощности (сплошная кривая) и длины волны (штриховая кривая) разностной моды от глубины гофрировки h при фиксированных остальных параметрах (согласно таблице).

прижато к гофрированной поверхности металла и в основном сосредоточено в металлических резонаторах гофрировки, где образует стоячую волну (рис. 2). Энергия образуемой стоячей волны почти в 5 раз больше энергии распространяющейся волны.

Из-за большого коэффициента поглощения зависимость мощности волны в гофрированном волноводе от ее энергии кванта имеет довольно широкий максимум. В частности, в интервале $\sim 10 \text{ meV}$ оцененная мощность этой волны падает только на порядок. Это означает, что мощность генерации не сильно чувствительна к изменению параметров системы в довольно широком интервале частот.

Таким образом, предложенная конструкция полупроводникового инжекционного лазера позволяет получить мощности порядка нескольких микроватт в среднем ИК диапазоне при комнатной температуре. Для получения нелинейной поляризации используются только фундаментальные коротковолновые моды в диапазоне $1 \mu\text{m}$. Условие фазового синхронизма выполняется за счет замедления длинноволнового ИК излучения в гофрированном волноводе.

Одним из преимуществ предложенной конструкции является ее нечувствительность к разбросам технологических параметров, так как условие фазового синхронизма выполняется за счет подбора глубины гофрировки для разностной частоты, которую можно определить до нанесения гофрировки на гетероструктуру. Кроме того, можно эмпирически подобрать оптимальную глубину гофрировки на одном образце гетероструктур.

Работа выполнена в рамках проектов РФФИ–БРФФИ № 02-02-81036 (Ф02Р-095), РФФИ № 04-02-17432, Госконтракта с Минпромнауки РФ № 40.072.1.1.1173, программы президиума РАН „Низкоразмерные квантовые структуры“, программы ОФН РАН „Полупроводниковые лазеры“, ФЦП „Интеграция“ Б0039 и МНТЦ (№ 2293).

Список литературы

- [1] *Faist J., Hofstetter D., Beck M.* et al. // IEEE J. Quantum Electron. 2002. Vol. 38. N 6. P. 533–546.
- [2] *Rochat M., Ajili L., Willenberg H.* et al. // Appl. Phys. Lett. 2002. Vol. 81. N 8. P. 1381–1383.
- [3] *Andronov A., Gornik E.* // Opt. Quantum Electorn. 1991. Vol. 23. N 2.
- [4] *Алтухов И.В., Каган М.С., Королев К.А.* и др. // ЖЭТФ. 1999. Т. 115. Вып. 1. С. 89–100.
- [5] *Belyanin A.A., Capasso F., Kocharovsky V.V.* et al. // Phys. Rev. A. 2001. Vol. 63. P. 53 803–53 811.
- [6] *Алешкин В.Я., Афоненко А.А., Звонков Н.Б.* // ФТП. 2001. Т. 35. Вып. 10. С. 1256–1260.
- [7] *Афоненко А.А., Алешкин В.Я., Дубинов А.А.* // ФТП. 2004. Т. 38. Вып. 2. С. 244–248.
- [8] *Силин Р.А.* Периодические волноводы. М.: Фазис, 2002. 493 с.
- [9] *Dargys A., Kundrotas J.* Handbook on Physical Properties of Ge, Si, GaAs and InP. Vilnius: Science and Encyclopedia Publishers, 1994. 264 p.
- [10] *Ohkubo M., Ijichi T., Iketani A.* et al. // IEEE J. Quantum Electron. 1994. Vol. 30. P. 408–412.
- [11] *Blackmore J.S.* // J. Appl. Phys. 1982. Vol. 53. N 10. P. R123–R181.