

# Внутрирезонаторная генерация разностной частоты терагерцевого диапазона в двухчастотном InGaAsP/InP-лазере с квантовыми ямами InGaAs

В.Я.Алешкин, А.А.Дубинов

*Предложена схема полупроводникового лазера с квантовыми ямами для одновременной генерации  $TE_0$ - и  $TM_0$ -мод с разными частотами в ближнем ИК диапазоне. Рассмотрена возможность эффективной генерации предложенным лазером разностной частоты в терагерцевом диапазоне частот. Показано, что при ширине активной области лазера 100 мкм и мощностях мод ближнего ИК диапазона 1 Вт мощность излучения на разностной частоте в диапазоне частот 1–8 ТГц может достигать  $\sim 1$  мВт при комнатной температуре.*

**Ключевые слова:** генерация, нелинейность, разностная частота, поляризация, полупроводниковый лазер, терагерцевый диапазон частот.

Одним из способов генерации излучения в терагерцевом диапазоне частот является генерация разностной частоты  $\omega = \omega_1 - \omega_2$  в процессе нелинейно-оптического преобразования двух полей на частотах  $\omega_1, \omega_2$  ближнего ИК диапазона [1] вследствие квадратичной нелинейности кристаллической решетки полупроводников  $A_3B_5$  [2]. Поскольку интенсивности волн в резонаторах полупроводниковых лазеров велики, то разумно осуществлять генерацию разностной частоты непосредственно в них [3]. В этом случае необходимо решить две задачи: создать полупроводниковый лазер, генерирующий одновременно две частоты, и выполнить условия фазового синхронизма при генерации разностной частоты. Для одновременной генерации двух частот можно использовать двухчиповый лазер [4]. Однако такой лазер сложнее в изготовлении, чем одночиповый, и не позволяет генерировать настолько близкие частоты, чтобы полосы усиления лазеров перекрывались. Устойчивую генерацию двух частот в одночиповом лазере удалось получить при температуре жидкого азота только для  $TE_0$ - и  $TE_1$ -мод [5] при нахождении квантовой ямы (КЯ), генерирующей длинноволновое излучение, в узле  $TE_1$ -моды. Такое расположение КЯ необходимо, чтобы избежать поглощения в ней коротковолнового излучения.

В настоящей работе предложена новая схема, позволяющая осуществлять одновременную генерацию двух частот в полупроводниковом лазере. Для того чтобы избежать поглощения наиболее коротковолнового излучения в КЯ, генерирующей длинноволновое излучение, предлагается использовать моды с разными поляризациями –  $TE_0$ - и  $TM_0$ -моды. Согласно правилам отбора [6], поляризация мод определяется типом верхней дырочной подзоны в КЯ, генерирующей данную моду. Так, КЯ с верхней подзоной тяжелых дырок генерирует  $TE$ -моду,

а с верхней подзоной легких дырок – преимущественно  $TM$ -моду.

Управлять типом верхней дырочной подзоны можно с помощью деформации КЯ в плоскости роста. Если яма растянута в плоскости роста, то при не очень малых её толщинах верхняя дырочная подзона будет образована состояниями легких дырок. Если КЯ не деформирована или сжата в плоскости роста, то верхняя дырочная подзона будет сформирована состояниями тяжелых дырок. Вероятно, наиболее просто управлять деформацией КЯ можно в гетеросистеме InP/In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As, в которой квантовой ямой служит твердый раствор. Постоянные решетки твердого раствора In<sub>0,53</sub>Ga<sub>0,47</sub>As и InP совпадают [7].

При увеличении доли индия в твердом растворе In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As растет и его постоянная решетки. В связи с этим в настоящей работе для одновременной генерации  $TE_0$ - и  $TM_0$ -мод в ближнем ИК диапазоне предлагается конструкция полупроводникового лазера на основе InP с волноведущим слоем In<sub>0,77</sub>Ga<sub>0,23</sub>As<sub>0,5</sub>P<sub>0,5</sub>, согласованным по постоянной решетки с подложкой, и двумя различными КЯ (расположены в центре волноведущего слоя). Квантовые ямы будут генерировать две фундаментальные моды с разными частотами и поляризациями. Активной областью для генерации  $TE_0$ -моды будет служить квантовая яма In<sub>0,57</sub>Ga<sub>0,43</sub>As толщиной 5 нм ( $\hbar\omega_1 \approx 0.819$  эВ), а для генерации  $TM_0$ -моды – квантовая яма In<sub>0,4</sub>Ga<sub>0,6</sub>As толщиной 9 нм ( $\hbar\omega_2 \approx 0.831$  эВ).

Условие фазового синхронизма, необходимое для эффективной генерации разностной частоты, заключается в равенстве фазовых скоростей разностной моды и волны нелинейной поляризации, возникающей при взаимодействии двух мод ближнего ИК диапазона из-за нелинейности. Оно выполняется для двух фундаментальных мод подбором толщины волноведущего слоя In<sub>0,77</sub>Ga<sub>0,23</sub>As<sub>0,5</sub>P<sub>0,5</sub>. Отметим, что это можно сделать благодаря малой дисперсии показателя преломления In<sub>0,77</sub>Ga<sub>0,23</sub>As<sub>0,5</sub>P<sub>0,5</sub> в области длин волн  $\lambda \sim 1.5$  мкм стимулированного излучения в этом лазере [8]. В терагерцевом диапазоне частот InP имеет достаточно большую

В.Я.Алешкин, А.А.Дубинов. Институт физики микроструктур РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ГСП-105;  
e-mail: sanya@ipm.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 24 февраля 2009 г.

нелинейность второго порядка, превышающую в 12 раз такую для GaAs [2, 8]. Использование полупроводниковой подложки для предложенного лазера существенно снизит поглощение излучения на разностной частоте на свободных носителях, т.к. разностная мода будет в основном распространяться в подложке, играющей роль сверхразмерного волновода.

Если структура лазера, параметры которого представлены в табл.1, выращена на плоскости (001), а моды ближнего ИК диапазона распространяются вдоль направления [110], то нелинейная поляризация в слое  $\text{In}_{0.77}\text{Ga}_{0.23}\text{As}_{0.5}\text{P}_{0.5}$  имеет как продольную, так и перпендикулярную относительно плоскости слоев компоненту и возбуждает на разностной частоте соответственно ТЕ или ТМ-моду. Действительно, в материалах со структурой цинковой обманки тензор нелинейной диэлектрической проницаемости второго порядка  $\varepsilon_{x'y'z}^{(2)} = \varepsilon^{(2)}(\omega)$  (в системе координат, где оси  $x'$ ,  $y'$ ,  $z$  направлены вдоль кристаллографических направлений [100], [010], [001] соответственно) принадлежит точечной группе  $\bar{4}3m$ , для которой отличны от нуля три коэффициента ( $d_{14} = d_{25} = d_{36}$ ) [9]. В ближнем ИК диапазоне в этой системе координат векторы электрического поля в ТЕ<sub>0</sub>-моды имеют отличные от нуля  $x'$ - и  $y'$ -компоненты ( $|E_{1x'}| = |E_{1y'}| = E_1/\sqrt{2}$ ), а в поле ТМ<sub>0</sub>-моды присутствуют все три компоненты ( $|E_{2x'}| = |E_{2y'}| = E_2/\sqrt{2}$  и  $E_{2z}$ ). Поэтому в системе координат, где ось  $x$  направлена вдоль направления распространения волн [110], обусловленный нелинейным взаимодействием волн вектор электрической индукции имеет компоненты, направленные вдоль осей  $y$  и  $z$ :

$$D_y^{(2)} = 2\varepsilon^{(2)}E_{2z}\sqrt{E_{1x'}^2 + E_{1y'}^2} = 2\varepsilon^{(2)}E_{2z}E_1, \quad (1)$$

$$D_z^{(2)} = 2\varepsilon^{(2)}(E_{1x'} + E_{2x'})E_{1y'} + E_{2y'} = \varepsilon^{(2)}(E_1 + E_2)^2. \quad (2)$$

Следовательно, разностная гармоника может иметь как ТЕ-, так и ТМ-поляризацию.

Различие в поляризациях мод ближнего ИК диапазона позволяет подавлять поглощение направленной перпендикулярно слоям структуры  $z$ -компоненты электрического поля на частоте  $\omega_2$  в КЯ, генерирующей частоту  $\omega_1$ . Расположив КЯ, генерирующую частоту  $\omega_1$  в узле  $x$ -компоненты электрического поля, направленной вдоль распространения волны, на частоте  $\omega_2$  можно подавить поглощение  $x$ -компоненты, что позволит осуществить в предложенном лазере стабильную двухчастотную генерацию. Действительно, в этом случае у основной ТМ<sub>0</sub>-моды существует только одна  $y$ -компонента магнитного поля, направленная вдоль слоев структуры и перпендикулярно направлению распространения моды. Компоненты магнитного ( $H_{2y}(z)$ ) и электрического ( $E_{2x}(z)$ ) полей связаны следующим соотношением:

$$E_{2x}(z) = -i\frac{c}{\varepsilon(z, \omega_2)\omega_2} \frac{dH_{2y}(z)}{dz}, \quad (3)$$

где  $c$  – скорость света в вакууме;  $\varepsilon(z, \omega)$  – диэлектрическая проницаемость слоев структуры на частоте  $\omega$ . Следовательно, в пучности компоненты  $H_{2y}(z)$  компонента  $E_{2x}(z)$  имеет узел, а интеграл перекрытия полей  $E_1$  и  $E_2$  значительно меньше интеграла перекрытия полей  $E_1$  и  $E_{2z}$  (рис.1). Можно показать, что  $|D_y^{(2)}| \gg |D_z^{(2)}|$ , и поэтому в дальнейшем мы будем рассматривать только ТЕ-поляризацию разностной волны.

Будем полагать, что

$$E_1(x, z, t) = A(z)[\exp(ik_{1x}x - i\omega_1 t) + \exp(-ik_{1x}x + i\omega_1 t)], \quad (4)$$

$$E_{2z}(x, z, t) = B(z)[\exp(ik_{2x}x - i\omega_2 t) + \exp(-ik_{2x}x + i\omega_2 t)], \quad (5)$$

где  $k_{1x}$  и  $k_{2x}$  –  $x$ -компоненты волновых векторов ТЕ<sub>0</sub>- и ТМ<sub>0</sub>-мод ближнего ИК диапазона соответственно. Здесь и в последующих выражениях мы пренебрегаем границами лазера в  $y$ -направлении, т.к. ширина лазера в этом направлении ( $\sim 1$  мм) много больше толщины лазера в  $z$ -направлении и длин волн рассматриваемых в задаче электромагнитных полей.

Уравнение для  $y$ -компоненты электрического поля разностной волны имеет вид

$$\frac{\partial^2 E'_y}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 E'_y}{\partial x^2} - \frac{\varepsilon(z, \omega)}{c^2} \frac{\partial^2 E'_y}{\partial t^2} = -\varepsilon^{(2)}(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} \times A(z)B(z)[\exp(ik_x x - i\omega t) + \exp(-ik_x x + i\omega t)], \quad (6)$$

где  $k_x = k_{2x} - k_{1x}$ . Очевидно, что решение уравнения (6) можно представить как удвоенную действительную часть решения уравнения, аналогичного (6), в правой части

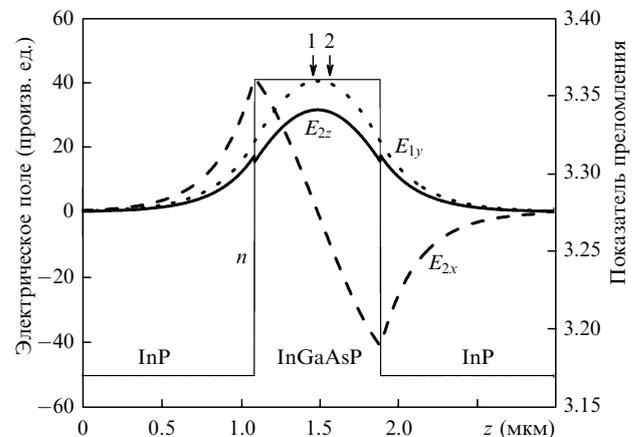


Рис.1. Зависимости от координаты  $z$  показателя преломления для энергии кванта  $\hbar\omega_1 = 0.819$  эВ и электрических полей  $E_{1y}$ ,  $E_{2z}$ ,  $E_{2x}$ . Стрелками обозначено положение первой и второй квантовых ям –  $\text{In}_{0.57}\text{Ga}_{0.43}\text{As}$  (1) и  $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$  (2). Параметры структуры взяты из табл.1.

Табл.1. Параметры слоев лазерной гетероструктуры.

Номер слоя	Состав слоя	Тип проводимости	Концентрация носителей ( $\text{см}^{-3}$ )	Толщина слоя (мкм)
1	InP (подложка)	полупроводящая	–	150
2	InP	n	$10^{18}$	0.1
3	$\text{In}_{0.77}\text{Ga}_{0.23}\text{As}_{0.5}\text{P}_{0.5}$	–	–	0.8
4	InP	p	$2 \times 10^{18}$	4
5	InP	p	$10^{19}$	0.2
6	Au	–	–	0.2

которого имеется только одна экспонента:  $E'_y(x, z, t) = 2\text{Re}[E_y(x, z, t)]$ . В приближении  $\alpha L \gg 1$  ( $\alpha$  – коэффициент поглощения на разностной частоте,  $L$  – длина лазера) решение можно искать в виде  $E_y(x, z, t) = E_y(z) \exp(ik_x x - i\omega t)$ . Действительно, в терагерцевом диапазоне частот коэффициент поглощения в структуре с параметрами из табл.1 превышает  $5 \text{ см}^{-1}$ , а характерная длина лазера может достигать 5 мм. Следовательно, наше приближение применимо к реальным структурам. Тогда уравнение для  $E_y(z)$  можно записать в следующем виде:

$$\frac{d^2 E_y(z)}{dz^2} + \left[ \varepsilon(z, \omega) \frac{\omega^2}{c^2} - k_x^2 \right] E_y(z) = -\varepsilon^{(2)}(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} A(z)B(z). \quad (7)$$

На границе слоев с разными диэлектрическими проницаемостями функции  $E_y(z)$  и  $dE_y/dz$  непрерывны. Чтобы найти правую часть уравнения (7), необходимо решить уравнения для  $A(z)$  и  $B(z)$ :

$$\frac{d^2 A(z)}{dz^2} + \left[ \frac{\varepsilon(z, \omega_1)\omega_1^2}{c^2} - k_{1x}^2 \right] A(z) = 0, \quad (8)$$

$$B(z) = -\frac{ck_{2x}}{\varepsilon(z, \omega_2)\omega_2} F(z), \quad (9)$$

где

$$\varepsilon(z, \omega_2) \frac{d}{dz} \left[ \frac{1}{\varepsilon(z, \omega_2)} \frac{dF(z)}{dz} \right] + \left[ \frac{\varepsilon(z, \omega_2)\omega_2^2}{c^2} - k_{2x}^2 \right] F(z) = 0.$$

На границе слоев с разными диэлектрическими проницаемостями функции  $A(z)$  и  $F(z)$ ,  $dA(z)/dz$  и  $[ \varepsilon(z) ]^{-1} dF(z)/dz$  также непрерывны. Граничными условиями для полей волноводных мод являются требования  $A(z), F(z) \rightarrow 0$  при  $z \rightarrow \pm\infty$ . Мощность разностной волны определяется из следующего равенства:

$$P = \frac{c^2 k_x L_y}{2\pi\omega} \int_{-\infty}^{\infty} |E_y(z)|^2 dz, \quad (10)$$

где  $L_y$  – ширина активной области лазера.

Использованные в расчете зависимости показателя преломления InP и  $\text{In}_{0.77}\text{Ga}_{0.23}\text{As}_{0.5}\text{P}_{0.5}$  от частоты для мод ближнего ИК диапазона брались из справочника [8]. Диэлектрические проницаемости слоев InP и  $\text{In}_{0.77}\text{Ga}_{0.23}\text{As}_{0.5}\text{P}_{0.5}$  в терагерцевом диапазоне частот вычислялись по формуле из работы [10] с использованием данных [8, 11]:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{\omega_{\text{TO}}^2(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)}{\omega_{\text{TO}}^2 - \omega^2 - i\Gamma\omega} - \frac{\omega_{\text{P}}^2 \varepsilon_\infty}{\omega^2 + i\gamma_{\text{p}}\omega}, \quad (11)$$

где  $\varepsilon_0$  и  $\varepsilon_\infty$  – низкочастотная и высокочастотная диэлектрические проницаемости нелегированного полупроводникового материала;  $\omega_{\text{TO}}$  – частота поперечного оптического фонона;  $\Gamma$  – коэффициент затухания оптических колебаний решетки;  $\gamma_{\text{p}} = q/m^* \mu$ ;  $\omega_{\text{P}}^2 = 4\pi n_c q^2 / m^* \varepsilon_\infty$  – квадрат плазменной частоты;  $n_c, m^*$  и  $\mu$  – концентрация, эффективная масса и подвижность носителей заряда соответственно.

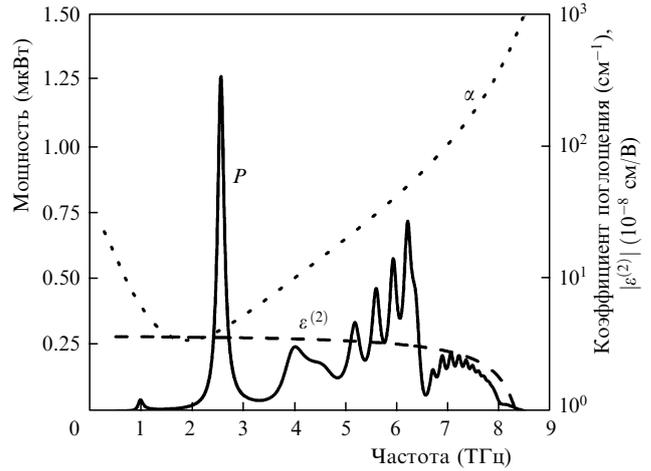


Рис.2. Зависимости мощности излучения на разностной частоте  $P$  ( $\hbar\omega_1 = 0.819$  эВ), а также модуля нелинейной восприимчивости InP  $\varepsilon^{(2)}$  и коэффициента поглощения в структуре  $\alpha$  от разностной частоты. Параметры структуры взяты из табл.1.

Для расчета диэлектрической проницаемости пленки Au использовалась интерполяция данных из справочника [12]. В численных расчетах мы допустили, что компоненты тензоров нелинейных диэлектрических проницаемостей второго порядка  $\text{In}_{0.77}\text{Ga}_{0.23}\text{As}_{0.5}\text{P}_{0.5}$  и InP равны, а их зависимость от частоты описывается формулой (3.47) из работы [2]. Зависимость  $\varepsilon^{(2)}$  от частоты изображена на рис.2.

Результаты расчетов мощности и распределения электрического поля разностной волны в представленной структуре при мощности генерации мод ближнего ИК диапазона 1 Вт показаны на рис.2 и 3. В расчетах наименьшая частота  $\omega_1$  для мод ближнего ИК диапазона фиксировалась, при этом изменение разностной частоты достигалось за счет изменения частоты другой моды ближнего ИК диапазона. Зависимость мощности от разностной частоты имеет вид частых резонансных пиков. Каждый из них соответствует поперечной моде сверхразмерного волновода, для которой выполняется условие равенства ее фазовой скорости фазовой скорости волны нелинейной поляризации. Действительно, разностная волна будет распространяться в основном в подложке

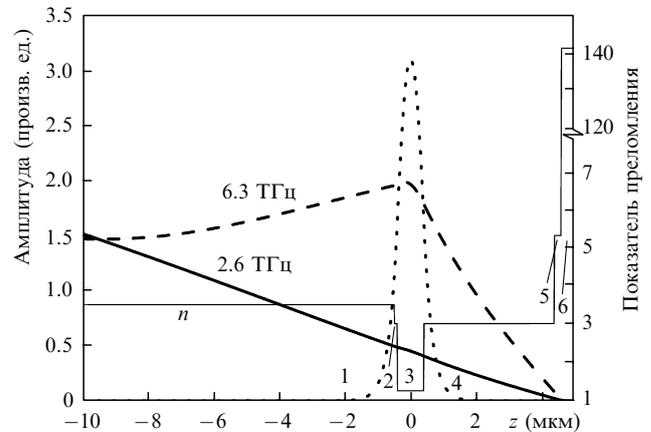


Рис.3. Зависимости от координаты  $z$  напряженности электрического поля разностной волны с частотой 2.6 или 6.3 ТГц и показателя преломления  $n$  на частоте 2.6 ТГц. Пунктирной кривой показана амплитуда моды ближнего ИК диапазона в условных единицах. Номера слоев указаны согласно табл.1.

InP, а моды ближнего ИК диапазона будут взаимодействовать в выращенном на ней слое  $\text{In}_{0.77}\text{Ga}_{0.23}\text{As}_{0.5}\text{P}_{0.5}$ . Из рис.2 видно, что мощность разностной волны имеет максимум на частоте 2.6 ТГц, что обусловлено минимумом поглощения на этой частоте в рассмотренной структуре. При частотах ниже 2.6 ТГц рост поглощения с уменьшением частоты связан с поглощением на свободных носителях в легированных слоях структуры. При частотах более 2.6 ТГц рост поглощения с увеличением частоты обусловлен поглощением излучения на оптических фононах. Кроме того, с ростом частоты происходит уменьшение  $\varepsilon$ <sup>(2)</sup>.

Расчеты показали, что в планарном InP/InGaAsP/InGaAs-лазере с шириной активной области 100 мкм при мощностях мод ближнего ИК диапазона 1 Вт мощность разностной волны может достигать ~1 мкВт в области частот 1–8 ТГц при комнатной температуре.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 07-02-00486-а, 07-02-12177-офи, 08-02-90054-Бел\_а и 08-02-97034-р\_поволжье\_а) и ПОФН РАН (программа «Физические и технологические исследования полупроводниковых лазеров, направленные на достижение предельных параметров»).

1. Шен И.Р. *Принципы нелинейной оптики* (М.: Наука, 1989).
2. Flytzanis C. *Phys. Rev. B*, **6**, 1264 (1972).
3. Алешкин В.Я., Афоненко А.А., Звонков Н.Б. *ФТП*, **35**, 1256 (2001).
4. Zvonkov B.N., Biryukov A.A., Ershov A.V., Nekorkin S.M., Aleshkin V.Ya., Gavrilenko V.I., Dubinov A.A., Maremyanin K.V., Morozov S.V., Belyanin A.A., Kocharovskiy V.V., Kocharovskiy V.I.V. *Appl. Phys. Lett.*, **92**, 021122 (2008).
5. Алешкин В.Я., Бирюков А.А., Дубинов А.А., Звонков Б.Н., Некоркин С.М. *ЖТФ* (в печати) (2009).
6. Bachmann F., Loosen P., Poprawe R. *High Power Diode Lasers. Technology and Applications* (New York: Springer Science + Business Media, 2007).
7. Vurgaftmana I., Meyer J.R., Ram-Mohan L.R. *J. Appl. Phys.*, **89**, 5815 (2001).
8. Madelung O. *Semiconductors: Data Handbook* (New York: Springer-Verlag, 2003).
9. *Физические величины: Справочник*. Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова (М.: Энергоатомиздат, 1991).
10. Blakemore J.S. *J. Appl. Phys.*, **53**, R123 (1982).
11. Ferrini R., Guizzetti G., Patrini M., Parisini A., Tarricone L., Valenti B. *Europ. Phys. J. B*, **27**, 449 (2002).
12. Palik E.D. *Handbook of Optical Constants of Solids* (New York: Acad. Press, 1998).