

## Генерация разностной моды в полупроводниковых лазерах

© В.Я. Алешкин, А.А. Афоненко\*, Н.Б. Звонков†

Институт физики микроструктур Российской академии наук,  
603600 Нижний Новгород, Россия

\* Белорусский государственный университет,  
220050 Минск, Белоруссия

† Научно-исследовательский физико-технический институт при Нижегородском государственном университете,  
603600 Нижний Новгород, Россия

(Получена 17 января 2001 г. Принята к печати 26 февраля 2001 г.)

Рассмотрена нелинейная генерация разностной гармоники в инжекционном полупроводниковом лазере. Предложена конструкция лазера на основе гетероструктуры InGaP/GaAs/InGaAs, обеспечивающая генерацию двух лазерных мод в диапазоне 1 мкм и разностной моды в диапазоне 10 мкм. Показано, что в лазере с шириной волновода 100 мкм при мощностях коротковолновых мод  $\sim 10$  Вт мощность разностной моды может достигать  $\sim 10$  мВт.

### Введение

Электрическое поле световой волны в полупроводниковом лазере может достигать больших величин, порядка  $10^4$ – $10^5$  В/см. Величина решеточной нелинейной диэлектрической проницаемости 2-го порядка в арсениде галлия также сравнительно велика ( $170 \cdot 10^{-10}$  см/В [1]). Поэтому очевидна возможность генерации в лазерах на основе GaAs дополнительных мод из-за нелинейных эффектов. Возможность генерации второй гармоники в полупроводниковых лазерах обсуждается уже достаточно давно [2]. К настоящему времени генерация второй гармоники, длина волны которой соответствует видимому диапазону, наблюдалась в лазерах с вертикальными резонаторами [1,2]. В работе [3] была рассмотрена возможность генерации разностной гармоники в лазере, генерирующем две коротковолновые моды. Однако в [3] предлагалось использовать не нелинейные свойства GaAs, а электронную нелинейность в квантовой яме, содержащей три уровня. Вероятно, в таких условиях трудно обеспечить выполнение условия фазового синхронизма и эффективную генерацию разностной гармоники.

В настоящей работе обсуждается возможность генерации разностной моды благодаря решеточной нелинейности в инжекционных полупроводниковых лазерах с квантовыми ямами, генерирующих две моды в ближнем инфракрасном (ИК) диапазоне (высокочастотные моды). Для полупроводниковых лазеров с диэлектрическим волноводом предложена специальная конструкция, позволяющая, во-первых, осуществлять генерацию двух высокочастотных мод, а во-вторых, обеспечить условие фазового синхронизма, необходимое для эффективного смешивания этих мод. Показано, что при соблюдении условия фазового синхронизма и мощности генерации высокочастотных мод 10 Вт вблизи длины волны  $\lambda = 1$  мкм мощность генерации разностной гармоники может быть  $\sim 100$  мВт в диапазоне  $\lambda = 8.66$  мкм. Наряду с каскадным и фонтанным лазерами такие устройства могли бы являться источниками среднего и дальнего ИК излучения.

### Генерация разностной моды в лазере с диэлектрическим волноводом

Рассмотрим генерацию разностной моды в полупроводниковом лазере на примере лазера на основе гетероструктуры  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}/\text{InGaP}$  (см., например, [4]). Диэлектрический волновод в полупроводниковом лазере обычно представляет собой трехслойную структуру. Волноводный слой, который изготовлен из GaAs и содержит одну или несколько квантовых ям  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , имеет более высокий показатель преломления, нежели окружающие его ограничительные слои InGaP. Как правило, в обычном лазере такой конструкции квантовые ямы располагаются вблизи середины слоя GaAs. Толщины слоев выбираются из условия достаточно низких потерь на основной волноводной моде. В результате такой геометрии лазера и правил отбора для излучательных электронных переходов (дипольные переходы из зоны проводимости в зону тяжелых дырок разрешены только для компонент электрического поля, лежащих в плоскости квантовой ямы) в лазере обычно возбуждается основная TE-мода. Фазовая скорость этой моды близка к фазовой скорости света в арсениде галлия (она немного больше, чем фазовая скорость в GaAs, но меньше, чем в InGaP). Такая конструкция лазера непригодна для получения разностной моды, поскольку частотная дисперсия показателя преломления в GaAs делает невозможным выполнение условия фазового синхронизма. Действительно, выражение для эффективного показателя преломления волны сторонних токов на разностной частоте можно записать в следующем виде:

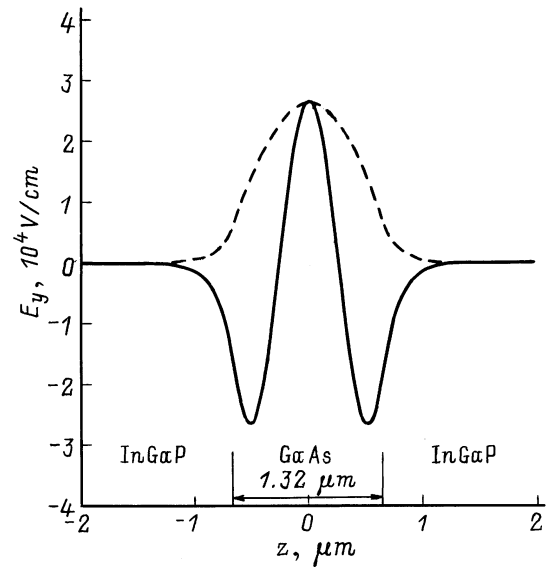
$$n = \frac{ck_x}{\omega} = \frac{c(k_{1x} - k_{2x})}{(\omega_1 - \omega_2)} = \frac{n_i(1 - \omega_2 n_2 / \omega_1 n_1)}{1 - \omega_2 / \omega_1}, \quad (1)$$

где  $\omega_j$ ,  $k_{jx}$  — частота и  $x$ -компонента волнового вектора  $j$ -й высокочастотной моды соответственно, ось  $x$  выбрана вдоль направления распространения волны,  $c$  — скорость света,  $n_j = ck_{jx} / \omega_j$  — эффективный показатель

преломления  $j$ -й моды. Индексы 1 и 2 используются для обозначения величин, относящихся к двум высокочастотным модам, с большей и меньшей частотой соответственно. Величины, относящиеся к разностной гармонике, будем записывать без индексов. Для грубой оценки можно полагать, что эффективный показатель преломления основной волноводной моды примерно равен показателю преломления GaAs. Поскольку с ростом частоты эффективный показатель преломления GaAs в области  $\lambda = 1\text{--}30\text{ мкм}$  растет [5], из (1) следует, что  $n > n_1$  и выполнение фазового синхронизма невозможно. Напомним, что условие фазового синхронизма выполнено, если  $n$  совпадает с эффективным показателем преломления волноводной моды на разностной гармонике. Точный расчет полностью подтверждает этот вывод. Так, если выбрать следующие параметры для длин волн  $\lambda_1 = 0.95\text{ мкм}$ ,  $\lambda_2 = 1.067\text{ мкм}$  и показатели преломления GaAs  $n_{\text{GaAs}}(\omega_1) = 3.56$ ,  $n_{\text{GaAs}}(\omega_2) = 3.48$  и InGaP  $n_{\text{InGaP}}(\omega_1) = 3.26$ ,  $n_{\text{InGaP}}(\omega_2) = 3.18$ , то после стандартного расчета эффективных показателей преломления для структуры с толщиной волноводного слоя GaAs  $d_{\text{GaAs}} = 1.32\text{ мкм}$  получаем  $n_1 = 3.568$ ,  $n_2 = 3.507$ ,  $n = 3.854$  ( $\lambda = 8.66\text{ мкм}$ ).

Кроме того, в такой конструкции лазера мода с частотой  $\omega_1$  сильно поглощается в квантовых ямах, генерирующей моду с частотой  $\omega_2$ , что создает трудности с ее возбуждением. Конечно, эта трудность может быть преодолена, например, простым увеличением числа квантовых ям, генерирующих моду с частотой  $\omega_1$ , по сравнению с числом ям, генерирующих моду с частотой  $\omega_2$ . Однако генерация разностной гармонике все равно будет неэффективна из-за несоблюдения условия фазового синхронизма. Следует отметить, что моделирование динамики генерации в двухчастотном лазере на основе асимметричных гетероструктур показывает, что в случае, когда более коротковолновая мода поглощается в квантовой яме, генерирующей излучение более длинноволновой моды, режим генерации излучения оказывается неустойчивым и осуществляются самоподдерживающиеся пульсации излучения [6]. Однако, подбирая параметры барьерного слоя между квантовыми ямами, который обеспечивает их неоднородное возбуждение, можно добиться, чтобы импульсы излучения на двух длинах волн частично перекрывались во времени. Если разнесение длин волн невелико или потери резонатора достаточно велики, то наблюдается непрерывный режим генерации [7].

Для того чтобы выполнить условие фазового синхронизма, мы предлагаем использовать для получения частоты  $\omega_2$  основную моду диэлектрического волновода, а для получения частоты  $\omega_1$  — высшую моду, например, моду 2-го порядка. Фазовая скорость высшей моды всегда больше фазовой скорости основной моды при условии равенства частот этих мод. Соответственно эффективный показатель преломления для высшей моды меньше, чем для основной моды. Таким образом, используя высшую моду волновода для частоты  $\omega_1$ , можно компенсировать



**Рис. 1.** Распределение электрического поля в двух высокочастотных модах  $\lambda_1 = 0.95\text{ мкм}$  (сплошная линия),  $\lambda_2 = 1.067\text{ мкм}$  (штриховая). Мощность излучения в каждой моде полагалась равной 10 Вт, ширина волновода 100 мкм.

дисперсию показателя преломления в GaAs. Кроме того, в этом случае можно избежать значительного поглощения моды в ямах, генерирующих свет с частотой  $\omega_2$ , если ямы расположить в узлах высшей моды. На рис. 1 показано распределение электрического поля в направлении, перпендикулярном волноводным слоям (ось  $z$ ) в основной моде ( $\omega_2$ ) и моде 2-го порядка ( $\omega_1$ ) гетероструктуры с толщиной слоя GaAs  $d_{\text{GaAs}} = 1.32\text{ мкм}$  и  $\lambda_1 = 0.95\text{ мкм}$ ,  $\lambda_2 = 1.067\text{ мкм}$ . При указанном выборе мод  $n = 3.244$ .

Как возбудить моду 2-го порядка с частотой  $\omega_1$  и основную моду с частотой  $\omega_2$ ? Для этого мы предлагаем квантовую яму, генерирующую частоту  $\omega_1$ , расположить в центре слоя GaAs, а квантовую яму, генерирующую частоту  $\omega_2$ , — около узла моды  $\omega_1$  (рис. 1). В этом случае мода 2-го порядка с частотой  $\omega_1$  будет обладать минимальными потерями, и, следовательно, именно она будет возбуждаться. Основная мода и мода 1-го порядка на частоте  $\omega_1$  будут обладать значительными потерями благодаря поглощению в квантовой яме, генерирующей частоту  $\omega_2$ . Для частоты  $\omega_2$  генерация основной моды является предпочтительной, поскольку эта мода обладает наименьшими потерями и наибольшим коэффициентом оптического ограничения. Напомним, что коэффициент оптического ограничения суть доля мощности волны, распространяющейся в квантовой яме. Так, например, отношение коэффициентов оптического ограничения основной моды и моды 1-го порядка с частотой  $\omega_2$  составляет величину 2.88 для волноводной структуры, рассмотренной выше. Аналогичное соотношение между коэффициентами оптического ограничения основной моды и моды 2-го порядка равно 544.

Рассчитаем теперь мощность генерации разностной гармоники. Будем полагать, что структура полупроводникового лазера выращена на плоскости (001), а боковыми зеркалами являются грани (110) или (1 $\bar{1}$ 0). В материалах со структурой цинковой обманки тензор нелинейной диэлектрической проницаемости 2-го порядка имеет равные и отличные от нуля компоненты с тремя разными индексами [8]  $\varepsilon_{x'y'z}^{(2)} = \varepsilon^{(2)}$  (в системе координат, где оси  $x', y', z$  направлены вдоль кристаллографических направлений [100], [010], [001] соответственно). Остальные компоненты этого тензора равны нулю. Векторы электрического поля в высокочастотных модах в этой системе координат имеют отличные от нуля  $x$ -,  $y$ -компоненты:  $|E_{jx}| = |E_{jy}| = E_j/\sqrt{2}$ . Поэтому вектор электрической индукции, обусловленный нелинейным взаимодействием волн, направлен вдоль оси  $z$ :

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

Следовательно, разностная гармоника должна иметь  $TM$ -поляризацию. Будем полагать, что

$$E_j(x, z, t) = A_j(z) \left\{ \exp(ik_j x - i\omega_j t) + \exp(-ik_j x + i\omega_j t) \right\}. \quad (3)$$

Тогда уравнение для  $y$ -компоненты магнитного поля (в системе координат, где ось  $x$  направлена вдоль направления распространения волн) имеет вид

$$\varepsilon(z, \omega) \nabla \frac{1}{\varepsilon(z, \omega)} \nabla H'_y - \frac{\varepsilon(z, \omega)}{c^2} \frac{\partial^2 H'_y}{\partial t^2} = -2\varepsilon^{(2)} \frac{k_x \omega}{c} \times A_1(z) A_2(z) \left\{ \exp(ik_x x - i\omega t) + \exp(-ik_x x + i\omega t) \right\}, \quad (4)$$

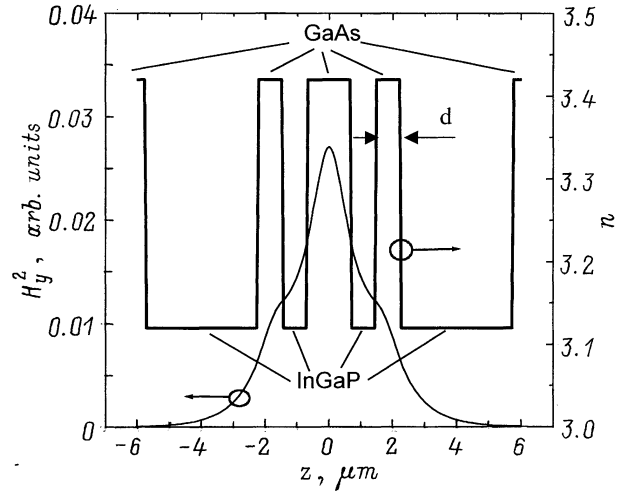
где  $\varepsilon(z, \omega)$  — диэлектрическая проницаемость. Очевидно, что решение уравнения (4) можно представить как удвоенную действительную часть решения уравнения, аналогичного (4), у которого в правой части имеется только одна экспонента:  $H'_y(x, z, t) = 2 \operatorname{Re} [H_y(x, z, t)]$ . Полагая  $H_y(x, z, t) = H_y(z) \exp(ik_x x - i\omega t)$ , находим уравнение для  $H_y(z)$ :

$$\varepsilon(z, \omega) \frac{d}{dz} \frac{1}{\varepsilon(z, \omega)} \frac{dH_y(z)}{dz} + \left[ \frac{\varepsilon(z, \omega) \omega^2}{c^2} - k_x^2 \right] H_y(z) = -2\varepsilon^{(2)} \frac{k_x \omega}{c} A_1(z) A_2(z). \quad (5)$$

На границах слоев с разными диэлектрическими проницаемостями  $H_y(z)$  и  $(1/\varepsilon) \cdot (dH_y/dz)$  непрерывны. Чтобы найти правую часть (5), необходимо решить уравнения для  $A_j$

$$\frac{d^2 A_j(z)}{dz^2} + \left[ \frac{\varepsilon(z, \omega_j) \omega_j^2}{c^2} - k_{jx}^2 \right] A_j(z) = 0. \quad (6)$$

На границе слоев с разными показателями преломления непрерывны  $A_j(z)$  и  $dA_j(z)/dz$ . Граничными условиями для волноводных мод являются требования  $A_j(z) \rightarrow 0$



**Рис. 2.** Схематическое изображение лазерной структуры и зависимости от  $z$  действительной части показателя преломления и квадрата магнитного поля в разностной моде. Толщины боковых слоев GaAs 0.81 мкм, что соответствует пику штриховой линии на рис. 3. Значение мнимой части показателя преломления  $n'' = 10^{-3}$ .

при  $z \rightarrow \pm\infty$ . Если выбрать начало оси  $z$  в середине слоя GaAs, тогда решения (6) для основной моды и моды 2-го порядка можно представить в виде

$$A_j(z) = \begin{cases} B_j \cos(k_{jz} z), & |z| < d_{\text{GaAs}}/2, \\ B_j \cos(k_{jz} d_{\text{GaAs}}/2) \times \exp\{\mp \chi_j(z \mp d_{\text{GaAs}}/2)\}, & |z| > d_{\text{GaAs}}/2, \end{cases} \quad (7)$$

где

$$k_{jz} = \sqrt{\frac{\varepsilon(0, \omega_j) \omega_j^2}{c^2} - k_{jx}^2},$$

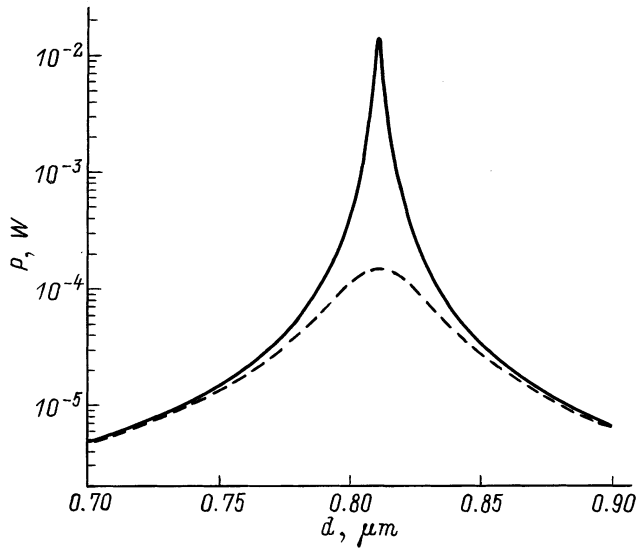
$$\chi_j = \sqrt{k_{jx}^2 - \frac{\varepsilon(d_{\text{GaAs}}/2 + 0, \omega_j) \omega_j^2}{c^2}}.$$

Величины  $k_{jz}$  находятся из условия непрерывности производной от  $A_j(z)$  при  $z = d_{\text{GaAs}}/2$ . Величины  $B_j$  могут быть выражены через мощность  $j$ -й моды  $P_j$  из равенства

$$P_j = \frac{L_y c^2 k_{jx}}{2\pi \omega_j} \int_{-\infty}^{\infty} A_j^2(z) dz, \quad (8)$$

где  $L_y$  — размер волновода в направлении  $y$ .

Для того чтобы обеспечить условие фазового синхронизма, мы предлагаем использовать конструкцию лазера, изображенную на рис. 2. Дополнительные слои GaAs (боковые) необходимы для того, чтобы лучше ограничить в пространстве разностную моду. Толщину этих слоев  $d$  можно рассматривать как подгоночный параметр для выполнения условия фазового синхронизма. Далее мы будем считать, что оба боковых слоя GaAs имеют одинаковую толщину.



**Рис. 3.** Зависимости мощности разностной гармоники от толщины боковых слоев GaAs для значений мнимой части показателя преломления  $n' = 10^{-4}$  (сплошная линия) и  $10^{-3}$  (штриховая).

Для того чтобы оценить величину мощности разностной гармоники, найдем решение (5). Будем полагать, что для разностной гармоники показатель преломления слоев InGaP меньше такового для GaAs на 0.3 — так же, как и для коротковолновых мод. На рис. 3 приведены зависимости мощности генерации разностной гармоники от толщины боковых областей GaAs, которые были получены с помощью численного интегрирования (5) для двух различных концентраций носителей. Для вычисления мощности мы использовали выражение

$$P = -\frac{cL_y}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \operatorname{Re}(H_y E_z^*) dz, \quad (9)$$

где компонента электрического поля  $E_z$  определяется из равенства

$$E_z = -\frac{1}{\varepsilon(z, \omega)} \left[ \frac{ck_x}{\omega} H_y(z) + 2\varepsilon^{(2)} A_1(z) A_2(z) \right], \quad (10)$$

которое следует из уравнения Максвелла, содержащего ротор магнитного поля. Мощность генерации на обеих коротковолновых модах полагалась равной 10 Вт,  $L_y = 100$  мкм. Сплошная линия соответствует концентрации носителей  $10^{17}$  см $^{-3}$ , для нее мы полагали мнимую часть показателя преломления на частоте  $\omega$  равной  $n' = 10^{-4}$  [5]. Действительная часть показателя преломления для разностной гармоники полагалась равной 3.42 в GaAs [5] и 3.12 в InGaP. Штриховая кривая соответствует концентрации  $10^{18}$  см $^{-3}$ , для нее мы полагали мнимую часть показателя преломления равной  $10^{-3}$ . Из рисунка хорошо видно, что зависимость мощности от толщины бокового слоя GaAs имеет максимум при  $d = 0.81$  мкм. Этот максимум соответствует

условию фазового синхронизма. С ростом поглощения (мнимой части показателя преломления) его величина падает, а ширина растет. Для рассмотренных параметров максимальная мощность разностной гармоники может достигать величин  $\sim 10$  мВт для  $n' = 10^{-4}$  и  $\sim 100$  мкВт для  $n' = 10^{-3}$ . В первом случае толщина внешних слоев InGaP должна быть не менее 5 мкм, а во втором — не менее 3.5 мкм для обеспечения необходимой добротности разностной моды.

На рис. 2 показаны зависимости от  $z$  действительной части показателя преломления и  $H_y^2$  для разностной моды. Из рисунка видно, что возбуждаемая разностная мода является основной. Отметим, что если бы для возбуждения разностной моды использовались основная мода с частотой  $\omega_2$  и мода 1-го порядка с частотой  $\omega_1$ , тогда сторонний ток на разностной частоте был бы антисимметричной функцией  $z$ . В этом случае было бы возможно возбуждение разностной моды только нечетного порядка.

Таким образом, предложенная конструкция полупроводникового инжекционного лазера позволяет получить мощности  $\sim 10$  мВт в диапазоне длин волн  $\lambda = 10$  мкм. Отметим, что для снижения порогового тока и увеличения коэффициента полезного действия можно на боковые зеркала лазера нанести многослойные диэлектрические покрытия, увеличивающие коэффициент отражения для коротковолновых мод.

Авторы благодарны А.А. Андронову, Б.Н. Звонкову за полезные обсуждения работы, А. Белянину и Вл. Кочаровскому за возможность ознакомления с работой [3] до ее опубликования.

Работа частично финансировалась грантами: РФФИ–БРФФИ (№ 00-02-81022), МНТП ФТНС (№ 99-1128), ГНТП “Фундаментальная спектроскопия” (№ 8/02.08), программы поддержки ведущих школ РФ (№ 00-15-96618), Российско-Украинской программы “Нанозифика и нанозлектроника” (№ 2000-3Ф).

## Список литературы

- [1] Y. Kaneko, S. Nakagava, Y. Ichimura, N. Yamada, D.E. Mars, T. Tekeuchi. *J. Appl. Phys.*, **87**, 1597 (2000).
- [2] D. Vakhshoori, R.J. Fischer, N. Hong, D.L. Sivco, G.J. Zydzik, G.N.S. Chu, A.Y. Cho. *Appl. Phys. Lett.*, **59**, 896 (1991).
- [3] A.A. Belyanin, F. Capasso, V.V. Kocharovskiy, V.I. Kocharovskiy, M.O. Scully. *Phys. Rev. A*, **63**, 53 803 (2001).
- [4] Н.Б. Звонков, С.А. Ахлестина, А.В. Ершов, Б.Н. Звонков, Г.А. Максимов, Е.А. Ускова. *Квант. электрон.*, **26**, 217 (1999).
- [5] *Handbook of Optical Constants of Solids*, ed. by E.D. Palik. (Academic, Orlando, 1985).
- [6] А.А. Афоненко, В.К. Кононенко, И.С. Манак. *Письма ЖТФ*, **20**, 57 (1994).
- [7] S. Ikeda, A. Shimizu. *Appl. Phys. Lett.*, **59**, 504 (1991).
- [8] *Физические величины*. Справочник, под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова (М., Атомиздат, 1991).

Редактор Л.В. Шаронова

## Difference mode generation in semiconductor lasers

V.Ya. Aleshkin, A.A. Afonenko\*, N.B. Zvonkov†

Institute for Physics of Microstructures,  
Russian Academy of Sciences,  
603600 Nizhny Novgorod, Russia

\* Belorussian State University,  
220050 Minsk, Belorussia

† Physical-Technical Research Institute  
of Nizhny Novgorod State University,  
603600 Nizhny Novgorod, Russia

**Abstract** The difference mode generation due to a nonlinear second order optical coefficient in the semiconductor laser is being discussed. The laser construction based on the heterostructure InGaP/GaAs/InGaAs providing the generation of two modes within the range around  $1\ \mu\text{m}$  and the difference mode in the range around  $10\ \mu\text{m}$  is suggested. It is shown that the difference mode power can be of the order of  $10^{-2}\ \text{W}$  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  $10\ \text{W}$ .