

Генерация излучения на разностной частоте в дальнем и среднем ИК диапазонах в двухчиповом лазере на основе арсенида галлия с германиевой подложкой

В.Я.Алешкин, А.А.Дубинов

Рассмотрена возможность эффективной генерации излучения на разностной частоте в дальнем и среднем ИК диапазонах в двухчиповом лазере на основе арсенида галлия, выращенном на германиевой подложке. Показано, что в лазере с шириной волновода 100 мкм при мощностях мод излучения ближнего ИК диапазона 1 Вт мощность излучения на разностной частоте в области 5–50 ТГц может достигать ~40 мВт при комнатной температуре.

Ключевые слова: генерация, разностная частота, германиевая подложка, полупроводниковый лазер, средний и дальний ИК диапазоны.

Несмотря на то что компактные источники излучения в дальнем и среднем ИК диапазонах длин волн очень востребованы для различных применений, количество таких источников мало. На сегодняшний день наиболее значительные результаты достигнуты в области создания квантовых каскадных лазеров на основе полупроводников группы A_3B_5 [1]. Однако чрезвычайно сложная зонная схема каскадных структур и высокие требования к контролю параметров сдерживают распространение и использование этих лазеров. Кроме того, они в принципе не могут излучать в области частот 7–10 ТГц вследствие существенного фононного поглощения в этом диапазоне для материалов A_3B_5 .

Это ограничение может быть преодолено при генерации излучения на разностной частоте $\omega = \omega_2 - \omega_1$ в этом диапазоне в процессе нелинейно-оптического преобразования двух полей на частотах ω_1 и ω_2 ближнего ИК диапазона вследствие квадратичной нелинейности кристаллической решетки полупроводников A_3B_5 [2]. Отметим, что наиболее мощные полупроводниковые лазеры генерируют излучение именно в области длины волны 1 мкм [3].

Для генерации излучения на разностной частоте предлагается использовать двухчиповый лазер с составным резонатором, который состоит из расположенных на одном теплоотводе в непосредственной близости друг от друга двух одночастотных лазеров с квантовыми ямами, генерирующих в непрерывном режиме излучения на двух частотах ближнего ИК диапазона. В предлагаемой схеме оба лазера должны генерировать на основной поперечной моде, и излучение одного лазера будет вводиться в волновод другого (по нормали к поперечной грани волновода). В последнем лазере и будет происходить генерация излучения на разностной частоте, равной разности частот генерации обоих лазеров. Такая конструкция

позволит обеспечить ввод заметной части излучения одного лазера в другой (~40 %) [4].

Для эффективной генерации излучения на разностной частоте в нелинейной среде с поглощением необходимо выполнить условие равенства фазовых скоростей волны нелинейной поляризации, возникающей благодаря нелинейности при взаимодействии мод ближнего ИК диапазона, и разностной волны. Кроме того, на разностной частоте необходимо подавить поглощение излучения на оптических фононах и свободных носителях.

Эти условия невозможно выполнить для лазеров на подложке из GaAs, генерирующих основные поперечные моды ближнего ИК диапазона, т.к. из-за нормальной дисперсии показателя преломления GaAs [5] фазовая скорость волны нелинейной поляризации оказывается, как правило, меньше фазовой скорости разностной волны. Как показано в [6], эти условия можно обеспечить при использовании основной поперечной моды с частотой ω_1 и поперечной моды высшего порядка с частотой $\omega_2 > \omega_1$. Однако недостатком предложенной в [6] схемы является малая величина нелинейной поляризации на разностной частоте, которая пропорциональна произведению интенсивностей почти ортогональных поперечных мод разного порядка ближнего ИК диапазона.

Для выполнения этих условий в данной работе предлагается использовать нелегированную (или слаболегированную) германиевую подложку для лазера на гетероструктуре InGaAs/GaAs/InGaP, в котором и будет происходить генерация излучения на разностной частоте. Постоянные решетки Ge и GaAs близки, поэтому гетеропереход Ge/GaAs может быть выращен без дислокаций. Работоспособность лазера на германиевой подложке была продемонстрирована в работе [7]. Наибольшая часть волны на разностной частоте будет распространяться в германиевой подложке, а значит ее фазовая скорость будет близка к фазовой скорости плоской волны в германии (показатель преломления ~4), меньшей, чем фазовая скорость в GaAs (показатель преломления ~3.5 для мод ближнего ИК диапазона и $n(\omega_2) > n(\omega_1)$), в котором, в основном, распространяется волна нелинейной поляризации. Можно показать прямым вычислением (рис.1), что в лазерном волноводе рассматриваемой гетеро-

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

Поступила в редакцию 17 января 2008 г., после доработки – 20 марта 2008 г.

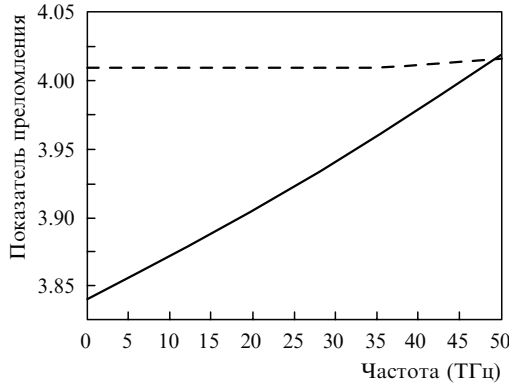


Рис.1. Частотные зависимости эффективного показателя преломления волны нелинейной поляризации на разностной частоте (сплошная кривая) в лазерной структуре с параметрами из табл.1 и показателя преломления германия (штриховая линия).

структуры GaAs/InGaP эффективный показатель преломления волны нелинейной поляризации на разностной частоте $[n(\omega_2)\omega_2 - n(\omega_1)\omega_1]/(\omega_2 - \omega_1)$ меньше показателя преломления Ge в диапазоне частот до 50 ТГц в том случае, если обе моды ближнего ИК диапазона являются основными TE₀-модами. Следовательно, в диапазоне частот до 50 ТГц можно подобрать моду на разностной частоте, фазовая скорость которой совпадает с фазовой скоростью волны нелинейной поляризации и для которой выполняется условие эффективной генерации излучения на разностной частоте. Преимуществом предлагаемого способа является то, что интеграл перекрытия этих поперечных мод не мал (моды не ортогональны). Кроме того, поскольку для волны на разностной частоте германиевая подложка играет роль сверхразмерного волновода, удастся эффективно уменьшить поглощение на разностной частоте, т. к. фононное поглощение в германии подавлено значительно сильнее, чем в GaAs, а в нелегированном германии практически нет и свободных носителей.

В случае, когда структура лазера, параметры которого представлены в табл.1, выращена на плоскости (001), а моды ближнего ИК диапазона имеют TE-поляризацию и распространяются вдоль направления [110], нелинейная поляризация в GaAs перпендикулярна плоскости слоев и возбуждает на разностной частоте ТМ-моду [6]. Действительно, в материалах со структурой цинковой обманки тензор нелинейной диэлектрической проницаемости второго порядка $\epsilon_{ijk}^{(2)}$ симметричен относительно перестановки индексов в системе координат, где оси x', y', z направлены вдоль кристаллографических направлений [100], [010], [001] соответственно [8]. Кроме того, отличными от нуля являются только те его компоненты, в которых все три индекса не равны друг другу. Поэтому

Табл.1. Параметры слоев лазерной гетероструктуры.

Номер слоя	Состав слоя	Тип проводимости	Концентрация носителей (см ⁻³)	Толщина слоя (мкм)
1	Ge	—	—	130
2	GaAs	n	10 ¹⁸	0.1
3	InGaP	n	10 ¹⁸	0.8
4	GaAs	—	—	0.6
5	InGaP	p	2 × 10 ¹⁸	0.8
6	GaAs	p	10 ¹⁹	0.2
7	Au	—	—	0.2

этот тензор можно описать всего лишь одной функцией от частоты $\epsilon_{x'y'z}^{(2)} = \epsilon^{(2)}(\omega, \omega_1, \omega_2)$ [2] (между $\epsilon^{(2)}$ и компонентами тензора диэлектрической проницаемости второго порядка, приведенного в [8], можно написать следующее соотношение: $\epsilon^{(2)} = d_{14} = d_{25} = d_{36}$).

Векторы электрического поля мод ближнего ИК диапазона в этой системе координат имеют отличные от нуля x' -, y' -компоненты: $|E_{jx'}| = |E_{jy'}| = E_j/\sqrt{2}$, где j – номер моды ближнего ИК диапазона с частотой ω_j соответственно. Поэтому вектор электрической индукции, обусловленный нелинейным взаимодействием волн, направлен вдоль оси z :

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

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

$$E_j(x, z, t) = A_j(z)[\exp(ik_{jk}x - i\omega_j t) + \exp(-ik_{jk}x + i\omega_j t)], \tag{2}$$

где k_{jk} – x -компонента волнового вектора j -й моды ближнего ИК диапазона (в системе координат, где направление оси x совпадает с направлением распространения волн [110], а оси y – с направлением $[\bar{1}10]$). Здесь и в последующих выражениях мы рассматриваем волны на разностной частоте, распространяющиеся только в x -направлении (для них волновой вектор $k_y \ll k_x$), поскольку длина взаимодействия таких волн с волной нелинейной поляризации максимальна и, следовательно, именно они обладают максимальной интенсивностью. Тогда уравнение для y -компоненты магнитного поля разностной волны имеет следующий вид:

$$\epsilon(z, \omega) \nabla \frac{1}{\epsilon(z, \omega)} \nabla H'_y - \frac{\epsilon(z, \omega)}{c^2} \frac{\partial^2 H'_y}{\partial t^2} = -2\epsilon^{(2)}(\omega) \frac{k_x \omega}{c} \times A_1(z)A_2(z)[\exp(ik_x x - i\omega t) + \exp(-ik_x x + i\omega t)], \tag{3}$$

где $\epsilon(z, \omega)$ – диэлектрическая проницаемость; $k_x = k_{2x} - k_{1x}$. Очевидно, что решение уравнения (3) можно представить в виде удвоенной действительной части решения уравнения, аналогичного (3), в правой части которого имеется только одна экспонента: $H'_y(x, z, t) = 2\text{Re}[H_y(x, z, t)]$. В приближении, что $\alpha L \gg 1$ (α – коэффициент поглощения на разностной частоте, L – длина лазера) можно искать решение в виде $H_y(x, z, t) = H_y(z) \exp(ik_x x - i\omega t)$. Действительно, коэффициент поглощения в среднем и дальнем ИК диапазонах в структуре с параметрами из табл.1 превышает 10 см⁻¹, а характерная длина лазера может достигать 5 мм. Следовательно, наше приближение применимо к реальным структурам. Тогда уравнение для $H_y(z)$ можно записать в следующем виде:

$$\epsilon(z, \omega) \frac{d}{dz} \left[\frac{1}{\epsilon(z, \omega)} \frac{dH_y(z)}{dz} \right] + \left[\epsilon(z, \omega) \frac{\omega^2}{c^2} - k_x^2 \right] H_y(z) = -2\epsilon^{(2)}(\omega) \frac{k_x \omega}{c} A_1(z)A_2(z). \tag{4}$$

На границе слоев с разными диэлектрическими проницаемостями величины $H_y(z)$ и $\epsilon^{-1}dH_y/dz$ непрерывны. Чтобы найти правую часть уравнения (4), необходимо решить уравнения для $A_j(z)$:

$$\frac{d^2 A_j(z)}{dz^2} + \left[\frac{\varepsilon(z, \omega_j) \omega_j^2}{c^2} - k_{jx}^2 \right] A_j(z) = 0. \quad (5)$$

На границе слоев с разными диэлектрическими проницаемостями непрерывны $A_j(z)$ и $dA_j(z)/dz$. Граничными условиями для волноводных мод являются требования $A_j(z) \rightarrow 0$ при $z \rightarrow \pm\infty$. Компонента электрического поля разностной волны $E_z(z)$ и ее мощность определяются из равенств

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

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

(здесь L_y – ширина активной области лазера).

В расчете использовались взятые из [5] зависимости показателя преломления GaAs и InGaP от частоты и длины волны для мод ближнего ИК диапазона:

$$n_{\text{GaAs}}(\hbar\omega) = \left(7.1 + \frac{3.78}{1 - 0.18(\hbar\omega)^2} \right)^{1/2}, \quad (7)$$

$$n_{\text{InGaP}}(\lambda) = 9.236 + \frac{0.795\lambda^2}{\lambda^2 - 0.37},$$

где $\hbar\omega$ измеряется в электронвольтах, а λ – в нанометрах. Диэлектрические проницаемости слоев GaAs, InGaP и в среднем и дальнем ИК диапазонах вычислялись по формуле из работы [9] с использованием данных [5, 10]:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{\omega_{\text{TO}}^2(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)}{\omega_{\text{TO}}^2 - \omega^2 - i\Gamma\omega} - \frac{\omega_p^2 \varepsilon_\infty}{\omega^2 + i\gamma_p \omega}, \quad (8)$$

где ε_0 и ε_∞ – низкочастотная и высокочастотная диэлектрические проницаемости нелегированного полупроводникового материала; ω_{TO} – частота поперечного оптического фона; Γ – коэффициент затухания оптических колебаний решетки; $\gamma_p = q/(m^* \mu)$; $\omega_p^2 = 4\pi n_c q^2 / (m^* \varepsilon_\infty)$ – квадрат плазменной частоты; n_c , m^* и μ – концентрация, эффективная масса и подвижность носителей заряда.

Для расчета диэлектрических проницаемостей Ge и Au использовались интерполяции данных из справочника [11]. Зависимость компоненты тензора нелинейной диэлектрической проницаемости второго порядка GaAs описывалась формулой (3.47) из работы [2] и изображена на рис.2. Здесь же представлены результаты расчетов мощности волны на разностной частоте для предложенной структуры при мощности генерации мод ближнего ИК диапазона 1 Вт. В расчетах наибольшая длина волны (λ_1) для мод ближнего ИК диапазона фиксировалась, при этом изменение разностной частоты достигалось за счет изменения длины волны другой моды ближнего ИК диапазона. Зависимость мощности от разностной частоты имеет вид частых резонансных пиков. Каждый из них соответствует поперечной моде сверхразмерного волновода для дальнего и среднего ИК излучения, для которой выполняется условие равенства ее фазовой скорости и фазовой скорости волны нелинейной поляризации. Действительно, волна на разностной частоте будет распространяться в основном в германиевой подложке, а взаимодействие мод ближнего ИК диапазона будет происходить в выращенном на ней лазере на основе GaAs.

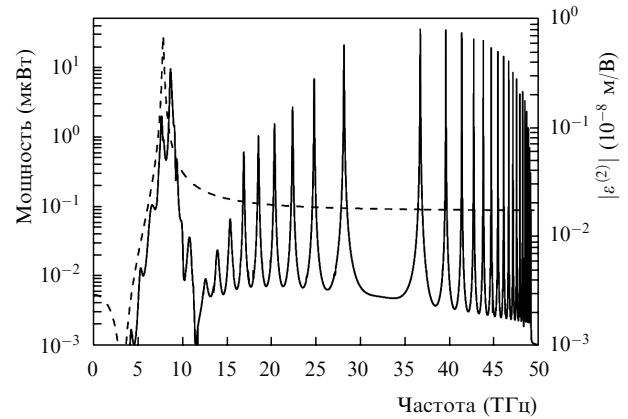


Рис.2. Спектральные зависимости мощности излучения на разностной частоте для структуры с подложкой из Ge толщиной 130 мкм (сплошная кривая) и модуля компоненты тензора нелинейной диэлектрической проницаемости GaAs $\varepsilon^{(2)}$ (штриховая кривая); $\lambda_1 = 1.13$ мкм.

Из рис.2 видно, что мощность излучения в среднем ИК диапазоне будет одного порядка с мощностью, которую можно получить при использовании для генерации излучения на разностной частоте лазеров с поперечными модами разных номеров [6], хотя интеграл перекрытия в поперечном направлении этих мод мал. Это связано с тем, что показатель преломления Ge существенно превышает показатели преломления GaAs и InGaP. Поэтому волна на разностной частоте слабо проникает в область лазерной структуры из подложки Ge, что приводит к малому интегралу перекрытия волны на разностной частоте с волной нелинейной поляризации (рис.3).

Отметим особенность генерации излучения в диапазоне 7–10 ТГц. Здесь резко возрастают как поглощение в GaAs и InGaP, так и квадратичная нелинейность в GaAs, т.к. они имеют общую фоновую природу [2] (рис.2). Кроме того, сильно изменяется показатель преломления этих материалов. Поэтому существует область частот (между частотами поперечных фононов в GaAs (8.02 ТГц) и InGaP (9.2 ТГц)), в которой фоновое поглощение в GaAs резко падает, не успевая столь же резко воз-

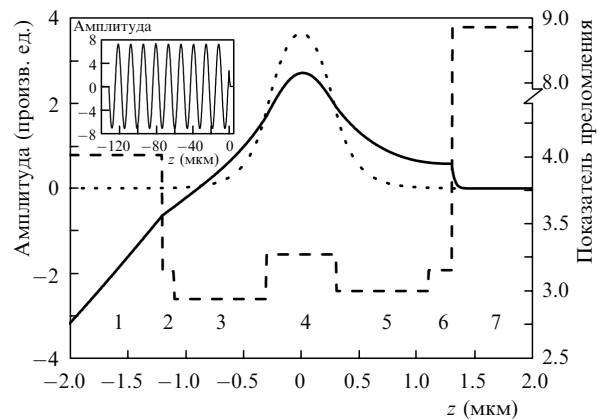


Рис.3. Зависимости от поперечной координаты напряженности магнитного поля разностной волны (сплошная кривая) и показателя преломления n (штриховая кривая) на частоте 36.5 ТГц для выращенной на германиевой подложке структуры. Пунктирной кривой показана амплитуда моды ближнего ИК диапазона, на вставке изображено распределение напряженности магнитного поля волны на разностной частоте во всем лазере (номера слоев указаны согласно табл.1).

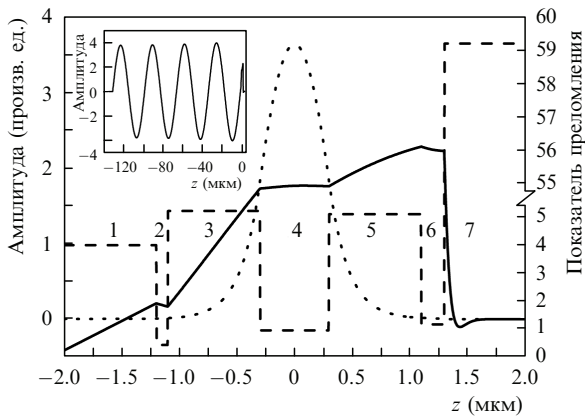


Рис.4. Зависимости от поперечной координаты напряженности магнитного поля разностной волны (сплошная кривая) и показателя преломления n (штриховая кривая) на частоте 8.6 ТГц для выращенной на германиевой подложке структуры. Пунктирной кривой показана амплитуда моды ближнего ИК диапазона, на вставке изображено распределение напряженности магнитного поля волны на разностной частоте во всем лазере (номера слоев указаны согласно табл.1).

расти в InGaP, в связи с чем нелинейность в этой области существенно выше, чем в среднем ИК диапазоне частот, а показатель преломления в InGaP превышает показатель преломления в Ge. В этом случае волна на разностной частоте достаточно свободно проникает в лазерную структуру из подложки, что приводит к большому увеличению мощности генерации в указанном диапазоне частот (рис.4).

Расчеты показали, что в планарном лазере с шириной

волновода 100 мкм на подложке из Ge при мощностях мод ближнего ИК диапазона 1 Вт мощность волны на разностной частоте может достигать ~ 40 мкВт в области частот 5–50 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), Президиума РАН (программа «Электромагнитные волны терагерцового диапазона»), а также гранта Президента РФ для поддержки молодых российских ученых и ведущих научных школ № МК-3344.2007.2.

- Williams B.S., Kumar S., Hu Q., Reno J.L. *Opt. Express*, **13**, 3331 (2005).
- Flytzanis C. *Phys. Rev. B*, **6**, 1264 (1972).
- Слипченко С.О., Винокуров Д.А., Пихтин Н.А., Соколова З.Н., Станкевич А.Л., Тарасов И.С., Алферов Ж.И. *ФТП*, **38**, 1477 (2004).
- Biryukov A.A., Aleshkin V.Ya., Nekorkin S.M., Kocharovskiy V.V., Kocharovskiy V.I., Zvonkov B.N., Scully M.O. *J. Mod. Opt.*, **52**, 2323 (2005).
- Madelung O. *Semiconductors: Data Handbook* (New York: Springer-Verlag, 2003).
- Алешкин В.Я., Афоненко А.А., Звонков Н.Б. *ФТП*, **35**, 1256 (2001).
- D'Hondt M., Yu Z.-Q., Depreter B., Sys C., Moerman I., Demeester P., Mijlemans P. *J. Crystal Growth*, **195**, 655 (1998).
- Физические величины: Справочник*. Под ред. И.С.Григорьева, Е.З.Мейлихова (М.: Энергоатомиздат, 1991).
- Blakemore J.S. *J. Appl. Phys.*, **53**, R123 (1982).
- Ferrini R., Guizzetti G., Patrini M., Parisini A., Tarricone L., Valenti B. *Eur. Phys. J. B*, **27**, 449 (2002).
- Palik E.D. *Handbook of Optical Constants of Solids* (New York: Acad. Press, 1998).