

Нелинейная генерация разностной частоты среднего инфракрасного диапазона в волноводах с модулированным профилем диэлектрической проницаемости

© К.Б. Микитчук[¶], А.А. Афоненко^{¶¶}

Белорусский государственный университет,
220030 Минск, Белоруссия

(Получена 11 мая 2011 г. Принята к печати 15 июня 2011 г.)

Проанализирован способ осуществления квазисинхронизма для нелинейной генерации разностной частоты в планарных волноводах с помощью модуляции профиля диэлектрической проницаемости. Показано, что при мощности волн накачки 10 Вт мощность нелинейного преобразования в диапазоне длин волн 11–24 мкм может составлять 0.6 мВт при торцевом выводе и 0.12 мВт/мм² при выводе излучения через поверхность структуры.

1. Введение

Нелинейное преобразование частоты позволяет создавать источники среднего и дальнего инфракрасного (ИК) диапазона [1,2]. В особенности представляет интерес реализации такого преобразования в спектральном диапазоне, где генерация в квантово-каскадных лазерах при комнатной температуре не реализована ($\lambda > 16$ мкм, [3,4]). Эффективному нелинейному взаимодействию мод ближнего ИК диапазона в планарных волноводах полупроводниковых гетероструктур препятствует нормальная дисперсия показателя преломления. Ранее предложены методы осуществления фазового синхронизма, основанные на увеличении скорости нелинейной поляризации при применении для накачки поперечных коротковолновых мод разного порядка [5], замедлении разностной моды с помощью внедренной в волновод металлической решетки [6] или плазменного волновода на основе легированного полупроводника [7], использовании материала волновода со сниженной дисперсией показателя преломления [8], а также метод осуществления фазового квазисинхронизма, основанный на сфазированном выводе излучения разностной частоты с поверхности волновода через металлическую дифракционную решетку [9].

В работе проанализирована эффективность нелинейного преобразования при использовании гофрированного диэлектрического волновода. Рассмотрены два способа вывода излучения разностной частоты из волновода: через торец и поверхность. В последнем случае исключается возможность формирования лазерной диодной структуры для генерации волн накачки внутри ее, однако появляется возможность увеличить испускаемую мощность путем удлинения волновода.

2. Расчет разностной моды в модулированных волноводах методом связанных волн

Анализируются гетероструктуры, включающие планарный волновод для волн накачки InGaP/GaAs/InGaP,

область с модуляцией диэлектрической проницаемости, образованной чередованием InGaP–GaAs или воздух–GaAs (рис. 1, *a, b*). Для увеличения локализации разностной моды в нелинейном слое (GaAs) использовалась двусторонняя или односторонняя металлизация поверхностей структуры.

В случае, когда структура выращена на плоскости (001), а высокочастотные моды имеют поперечную электрическую поляризацию (ТЕ-поляризацию), нелинейная поляризация в GaAs перпендикулярна плоскости слоев и возбуждает на разностной частоте поперечную магнитную моду (ТМ-моду) [5]. Считая, что волноводное распространение осуществляется в направлении оси x , ось z нормальна к плоскости слоев, напряженность магнитного поля направлена вдоль оси y и находится из уравнения:

$$\left\{ \frac{d}{dx} \frac{1}{\varepsilon(x, z)} \frac{d}{dx} + \frac{d}{dz} \frac{1}{\varepsilon(x, z)} \frac{d}{dz} + k_0^2 \right\} H_y(x, z) = - \frac{2\varepsilon^{(2)}(z)k_x k_0 E_1^*(z)E_2(z)}{\varepsilon(x, z)} \exp(ik_x x). \quad (1)$$

Здесь $k_0 = \omega/c$ — волновое число для вакуума, ε — диэлектрическая проницаемость, $\varepsilon^{(2)}$ — нелинейная диэлектрическая проницаемость, $k_x = k_{2x} - k_{1x}$ — разность постоянных распространения высокочастотных мод накачки k_{2x} и k_{1x} с амплитудами полей E_2 и E_1 соответственно. Детали расчета пространственного распределения мод накачки приведены в работе [5].

Решение уравнения для ТМ-моды будем искать в виде разложения по гармоникам:

$$H_y(x, z) = \sum_{m=-M}^M H_{ym}(z) \exp(i(k_x + m\beta)x). \quad (2)$$

Здесь $H_{ym}(z)$ — амплитуды гармоник магнитного поля, $\beta = 2\pi/L$, L — период гофра. Для модулированной области обратную диэлектрическую проницаемость разлагаем в ряд Фурье, считая $\kappa_n(z)$ коэффициентами разложения:

$$\frac{1}{\varepsilon(x, z)} = \frac{1}{\bar{\varepsilon}(z)} \left(1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \kappa_n(z) \cos(n\beta x) \right). \quad (3)$$

[¶] E-mail: vasil_chm@yahoo.com

^{¶¶} E-mail: afonenko@bsu.by

После подстановки разложения (2) в уравнение (1) собираем слагаемые при экспонентах с одинаковыми показателями, получаем систему из $2M + 1$ дифференциального уравнения, где m -е уравнение выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} & \left[k_0^2 - \frac{(k_x + m\beta)^2}{\bar{\epsilon}(z)} + \frac{d}{dz} \frac{1}{\bar{\epsilon}(z)} \frac{d}{dz} \right] H_{ym}(z) - (k_x + m\beta) \\ & \times \sum_{n=-M}^M \left[\frac{\kappa_{m-n}(z)}{\bar{\epsilon}(z)} (k_x + n\beta) + \frac{d}{dz} \frac{\kappa_{m-n}(z)}{\bar{\epsilon}(z)} \frac{d}{dz} \right] H_{yn}(z) \\ & = - \frac{2\epsilon^{(2)}(z) k_x k_0 E_1^*(z) E_2(z)}{\bar{\epsilon}(z)} \delta_{0m}. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь δ_{0m} — символ Кронекера учитывает, что существует только одна пространственная компонента нелинейной поляризации.

При решении системы уравнений (4) диэлектрическая проницаемость $\bar{\epsilon}(z)$ считалась постоянной в пределах каждого слоя. Общее решение $H_{ym}(z)$ в отдельных слоях имело координатную зависимость в виде суммы встречных волн $\sim \exp(\pm i k_{z mj} z)$. Для однородного j -го слоя z -проекция волнового вектора находилась из соотношения $k_{z mj}^2 = \bar{\epsilon}_j^2 k_0^2 - (k_x + m\beta)^2$. В слое с модулированной диэлектрической проницаемостью поиск общего решения представлял собой обобщенную задачу на собственные значения и векторы. На границах слоев считались непрерывными амплитуды гармоник H_{ym} и комбинации производных

$$\frac{1}{\bar{\epsilon}(z)} \left[\frac{d}{dz} H_{ym}(z) + \sum_{n=-M}^M \kappa_{m-n}(z) \frac{d}{dz} H_{yn}(z) \right]. \quad (5)$$

Система уравнений (4) с заданными граничными условиями сводилась к линейной системе уравнений для амплитуд встречных волн с $4M + 2$ неизвестными коэффициентами в каждом слое. В первом и последнем слое $2M + 1$ коэффициентов, описывающих входящие или неограниченные на бесконечности волны, приравнивались к нулю.

Результаты численных расчетов, полученные описанным выше методом связанных волн, сравнивались с расчетами методом собственных мод решетки [7]. В отличие от металлической решетки выбор собственных мод в модулированном диэлектрическом слое не является однозначным. Это потребовало разработать дополнительный алгоритм отбора собственных мод, который, однако, не всегда обеспечивал сшивку полей на границах модулированного слоя. При успешной сшивке оба метода приводили к аналогичным результатам. Кроме того, в приближении трех связанных волн система уравнений (4) также решалась численно методом конечных разностей с нулевыми граничными условиями, и было получено удовлетворительное соответствие с результатами расчетов вышеописанными методами.

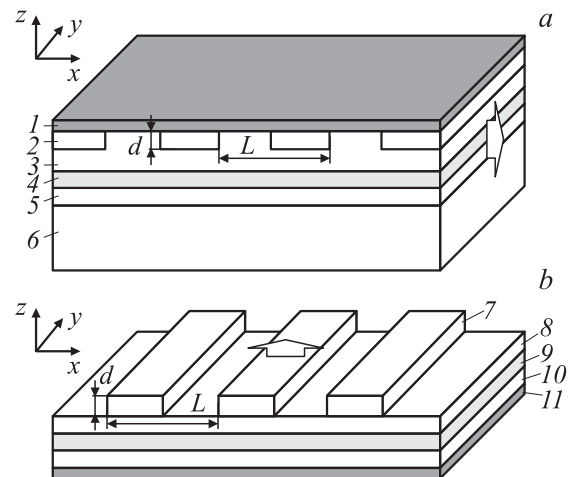


Рис. 1. Исследуемые структуры: *a* — вывод излучения с торца, *b* — вывод излучения с поверхности (1, 11 — металл; 2, 4, 6, 7, 9 — GaAs; 3, 5, 8, 10 — InGaP; стрелками указано направление вывода излучения).

3. Результаты расчетов

На рис. 1 приведены структуры для торцевого и поверхностного вывода излучения соответственно. Параметры полупроводниковых материалов и металла брались из работ [5,6]. Мощность мод накачки полагалась равной 10 Вт [10]. Выходящая мощность для торцевого и поверхностного вывода излучения рассчитывалась интегрированием компоненты вектора Умова–Пойтинга, нормальной к соответствующей поверхности, как в работах [7] и [8] соответственно. В обеих структурах волновод для высокочастотных мод образован слоями InGaP/GaAs/InGaP толщиной по 0,6 мкм. Толщина гофрированного слоя и период модуляции показателя преломления оптимизировались для получения максимальной мощности на определенной длине волны.

Результаты расчета мощности представлены на рис. 2. При выводе излучения через грань резонансные пики мощности до длин волн ~ 20 мкм имеют ширину, аналогичную структуре с гребенчатой металлической замедляющей системой в работе [7]. Величина пиковой мощности в структурах с толстой подложкой оказывается меньшей вследствие меньшей степени локализации разностной моды около гладкой металлической поверхности, чем гребенчатой. Если локализовать разностную моду вблизи нелинейного слоя при помощи двусторонней металлизации, то мощность увеличивается в ~ 2 раза. Расчеты показали, что структура с выводом излучения из торца эффективна до длин волн ~ 22 мкм, после чего начинается сильное влияние фононного поглощения.

Для структуры с поверхностным выводом излучения при тех же параметрах накачки и размерах излучаемая мощность возрастает на порядок и достигает 6 мкВт при длине структуры 500 мкм, что соответ-

ствует 0.12 мВт/мм². В зависимости мощности от длины волны обнаруживаются широкие области резонансного возрастания мощности. Это позволяет снизить требования к точности изготовления гофра заданного периода. При использовании перестраиваемых источников это позволяет изменять длину разностной волны в широких пределах без перестройки волноводной структуры. Провалы в резонансных пиках обусловлены отсутствием излучательных мод в направлениях, отличных от нормали к поверхности. При этом действительные части проекций волновых векторов в пространстве над поверхностью структуры $k_{zm0} = \sqrt{k_0^2 - (k_x + m\beta)^2}$ оказываются нулевыми у всех мод, кроме моды, излучаемой перпендикулярно к поверхности, а излучение в направлении нормали невозможно ввиду того, что нелинейная поляризация перпендикулярна к плоскости слоев структуры.

Отметим, что в диапазоне длин волн около 36 мкм в структуре с диэлектрическим гофром и поверхностным выводом излучения при той же длине мощность может достигать порядка 300 мВт, что аналогично использо-

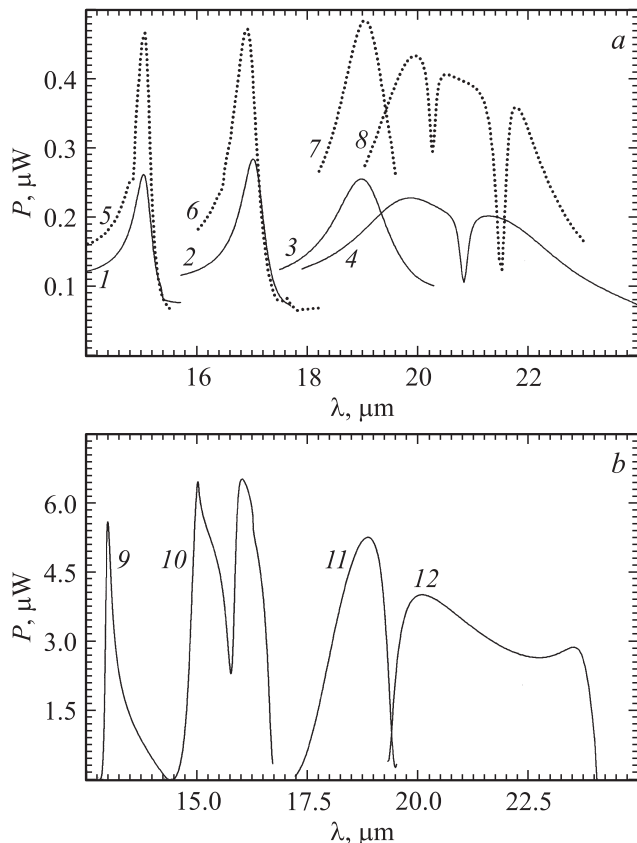


Рис. 2. Зависимости мощности нелинейной генерации P от длины волны λ для структур с торцевым (а) и поверхностным (б) выводом излучения. Период L и толщина d модулированного слоя оптимизированы для различных длин волн: $L = 12.8-15.0$ мкм, $d = 3.3-3.9$ мкм (кривые 1-4); $L = 13.0-15.5$ мкм, $d = 3.1-4.5$ мкм (кривые 5-8), $L = 9.5-9.3$ мкм, $d = 3.9-1.8$ мкм (кривые 9-12).

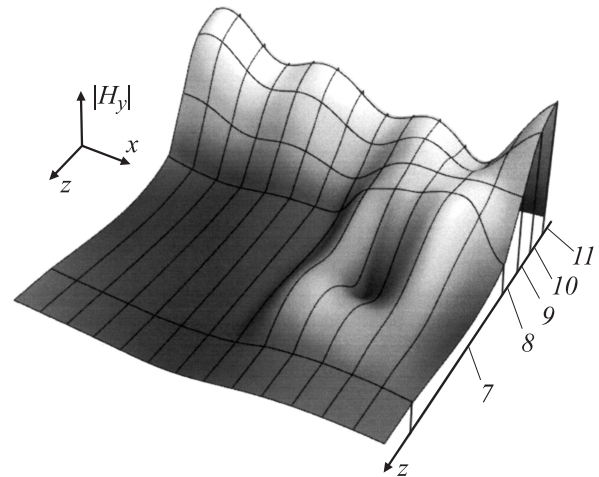


Рис. 3. Пространственное распределение модуля напряженности магнитного поля в структуре с поверхностным выводом излучения (рис. 1, б) при длине волны 15 мкм в приближении 21 гармоника. Перпендикулярными к оси z линиями сетки показаны слои структуры, их нумерация проведена согласно рис. 1, б.

ванию металлической решетки на поверхности волновода [8]. В обоих случаях рост мощности в основном обеспечивается резонансным увеличением нелинейной диэлектрической проницаемости.

Как видно на рис. 3, большая часть энергии моды локализуется вблизи металлической поверхности, поэтому для увеличения эффективности нелинейного преобразования волновод для мод накачки расположен непосредственно у поверхности металла. Электромагнитное поле слабо проникает в пространство между выступами полупроводникового материала, образующего гофр. Зависимость выходной мощности от толщины гофрированного слоя имеет серию максимумов, положение которых связано с образованием стоячих волн в выступающих частях гофра. Приведенный случай соответствует образованию двух стоячих полуволн, а изменение структуры для получения одной или трех стоячих волн приводит к снижению выходной мощности на 20–30%.

4. Заключение

В данной работе развит метод связанных волн применительно к расчету мощности нелинейной генерации в планарных структурах с областями модулированной диэлектрической проницаемости. Проведены расчеты структур с выводом излучения через грань и поверхность. Показано, что при мощности волн накачки 10 Вт мощность нелинейного преобразования в диапазоне длин волн 11–24 мкм может составлять 0.6 мВт при торцевом выводе и 0.12 мВт/мм² при выводе излучения через поверхность структуры.

Работа выполнена при поддержке грантов БРФФИ/РФФИ F10R-091 и Министерства образования Республики Беларусь „Исследование физических процессов в полупроводниковых лазерах и устройствах на их основе“.

Список литературы

- [1] M.A. Belkin, F. Capasso, F. Xie, A. Belyanin, M. Fischer, A. Wittmann. *Appl. Phys. Lett.*, **92** (20), 201101 (2008).
- [2] Б.Н. Звонков, А.А. Бирюков, С.М. Некоркин, В.Я. Алешкин, В.И. Гавриленко, А.А. Дубинов, К.В. Маремьянин, С.В. Морозов. *ФТП*, **43** (2), 220 (2009).
- [3] M. Rochat, L. Ajili, H. Willenberg, J. Faist. *Appl. Phys. Lett.*, **81** (8), 1381 (2002).
- [4] J. Faist. *Laser Focus World*, **4**, 71 (2008).
- [5] В.Я. Алешкин, А.А. Афоненко, Н.Б. Звонков. *ФТП*, **35** (10), 1256 (2001).
- [6] А.А. Афоненко, В.Я. Алешкин, А.А. Дубинов. *ФТП*, **38** (2), 244 (2004).
- [7] В.Я. Алешкин, А.А. Афоненко, А.А. Дубинов. *ЖТФ*, **74** (11), 92 (2004).
- [8] А.А. Afonenko, V.Ya. Aleshkin, A.A. Dubinov. *Semicond. Sci. Technol.*, **20**, 357 (2005).
- [9] В.Я. Алешкин, А.А. Афоненко, А.А. Дубинов. *ЖТФ*, **76**, 98 (2006).
- [10] Д.А. Винокуров, С.А. Зорина, В.А. Капитонов, А.В. Мурашова, Д.Н. Николаев, А.Л. Станкевич, М.А. Хомылев, В.В. Шамахов, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Т.А. Налет, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, Н.В. Фетинова, И.С. Тарасов. *ФТП*, **39** (3), 388 (2005).

Редактор Т.А. Полянская

Nonlinear generation of difference frequency in mid-infrared diapason using the waveguides with a modulated permittivity profile

К.Б. Mikitchuk, А.А. Afonenko

Belorussian State University,
220030 Minsk, Belorussia

Abstract In this paper the way for implementation of nonlinear difference frequency generation in planar waveguides with a modulated permittivity profile has been analyzed. It has been shown that the power of the nonlinear conversion in wavelength range 11–24 μm can achieve 0.6 μW with the edge output of radiation and 0.12 mW/mm^2 with the surface output of radiation when the power of the pump waves equals 10 W.