

Нелинейно-оптические эффекты в полупроводниковых лазерах на основе квантово-размерных гетероструктур InGaAs/GaAs/AlGaAs

© Н.С. Аверкиев, С.О. Слипченко[¶], З.Н. Соколова, Н.А. Пихтин, И.С. Тарасов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 4 сентября 2006 г. Принята к печати 5 сентября 2006 г.)

Теоретически исследована возможность преобразования двух распространяющихся в гетеролазере электромагнитных волн в волну разностной частоты. Расчеты проведены для лазерных квантово-размерных гетероструктур InGaAs/GaAs/AlGaAs, ранее оптимизированных для получения максимальной мощности в полупроводниковом лазере. Показано, что фазовый синхронизм между начальными волнами и волной разностной частоты может сохраняться на длине ~ 1 мм, сравнимой с длиной резонатора лазера (2–3 мм), а коэффициент преобразования может достигать нескольких процентов.

PACS: 42.55.Px, 78.67.De, 78.66.Fd

Исследование нелинейных эффектов в твердом теле имеет богатую историю [1]. Однако полупроводниковые материалы незаслуженно выпадали из спектра исследований нелинейных кристаллов, хотя монокристаллы соединений $A^{III}B^V$ представляют собой эффективные нелинейные среды. В полупроводниковых соединениях $A^{III}B^V$ коэффициент нелинейной восприимчивости больше, чем в хорошо изученных материалах типа ниобата лития [2].

В последнее время интерес к исследованию нелинейных свойств полупроводниковых соединений $A^{III}B^V$ возрос [3,4]. Это связано с возможностью объединения в одном приборе свойств инжекционного и параметрического генераторов излучения [5–9].

Цель настоящей работы заключалась в определении эффективности преобразования двух распространяющихся в многослойном диэлектрическом волноводе электромагнитных волн с частотами ω_1 и ω_2 в волну разностной частоты. Параметры многослойного волновода полностью соответствуют параметрам, оптимизированным нами для получения мощных полупроводниковых лазеров [10–14].

1. Соединения $A^{III}B^V$ имеют гранецентрированную кубическую кристаллическую решетку, симметрия которой описывается кубической сингонией класса T_d ($\overline{43m}$). При распространении оптического излучения большой интенсивности показатель преломления начинает существенно зависеть от интенсивности распространяющейся волны. Зависимость вектора поляризованности среды \mathbf{P} от напряженности внешнего поля \mathbf{E} в нелинейной среде описывается нелинейным материальным уравнением

$$P_i = \sum_k \alpha_{ik} E_k + \sum_k \sum_j \chi_{ikj} E_k E_j + \sum_k \sum_j \sum_m \theta_{ikjm} E_k E_j E_m + \dots, \quad (1)$$

где α_{ik} — линейная восприимчивость (тензор 2-го ранга), χ_{ikj} — квадратичная нелинейная восприимчивость

(тензор 3-го ранга), θ_{ikjm} — кубическая нелинейная восприимчивость (тензор 4-го ранга).

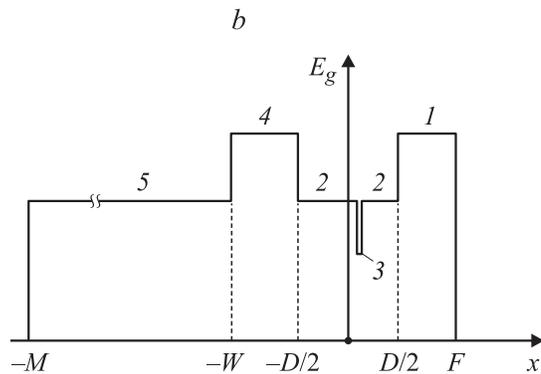
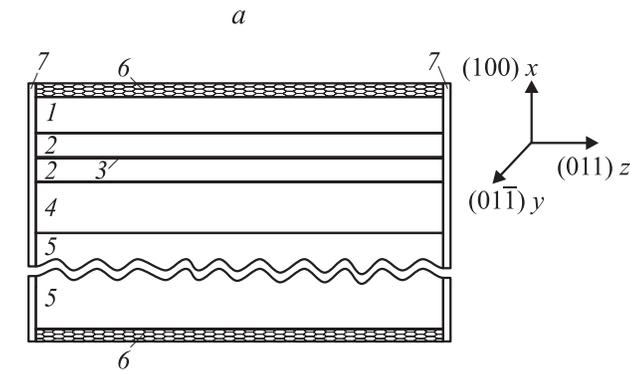
Первое слагаемое в (1) описывает компоненты вектора линейной поляризованности, а последующие слагаемые — компоненты вектора нелинейной поляризованности (второе слагаемое — квадратичной, третье — кубической поляризованности). Следует отметить, что в соединениях $A^{III}B^V$ компоненты тензора χ_{ikj} отличны от нуля, только если $i \neq j \neq k$; при этом все отличные от нуля χ_{ikj} равны между собой.

Далее будет рассматриваться GaAs, в котором оптическая нелинейность в основном обусловлена тензором χ_{ikj} . Это означает, что распространяющиеся в среде с квадратичной нелинейностью две волны с частотами ω_1 и ω_2 поляризуют среду и создают в ней волны на частотах $2\omega_1$, $2\omega_2$, $\omega_1 + \omega_2$ и $\omega_1 - \omega_2$. Если нелинейной средой является полупроводник с шириной запрещенной зоны, несколько меньшей величины квантов энергии $\hbar\omega_1$ и $\hbar\omega_2$, то в таком полупроводнике может распространяться только волна с частотой $\omega_1 - \omega_2$, поскольку гармоники с частотами $2\omega_1$, $2\omega_2$ и $\omega_1 + \omega_2$ в нем поглощаются.

2. Для определенности будем рассматривать лазерную гетероструктуру (см. рисунок, *a*), которая была нами оптимизирована для получения максимальной мощности [10,11]. Зонная диаграмма этой структуры схематически изображена на рисунке, *b*. Гетероструктура (ось роста 100) сформирована на подложке из GaAs толщиной 100 мкм и состоит из одной напряженной квантовой ямы InGaAs (слой толщиной 90 Å), волновода из GaAs (слой толщиной $D = 1.7$ мкм), эмиттерных слоев $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ *p*-типа проводимости толщиной 1.5 мкм и *n*-типа проводимости толщиной 2 мкм.

Считаем, что в структуре, изображенной на рисунке, распространяются две „начальные“ волны достаточной большой интенсивности с частотами $\omega_1 = 1766$ ТГц (длина волны $\lambda_1 = 1.059$ мкм) и $\omega_2 = 1900$ ТГц (длина волны $\lambda_2 = 0.985$ мкм). Проведенный расчет, который будет подробно рассмотрен в п. 3, показывает, что „начальные“ волны с частотами ω_1 и ω_2 локализованы в основном в волноводе из GaAs, в то время как

[¶] E-mail: SergHPL@mail.ioffe.ru



a — схема лазерной гетероструктуры: 1 — *p*-эмиттер из $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, 2 — волновод из GaAs, 3 — квантовая яма из InGaAs, 4 — *n*-эмиттер из $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, 5 — подложка из GaAs, 6 — металлические контакты, 7 — зеркала. *b* — зонная диаграмма лазерной гетероструктуры. Координата x , направленная вдоль кристаллической оси (100), — ось роста лазерной гетероструктуры; E_g — ширина запрещенной зоны различных слоев гетероструктуры.

„разностная“ волна с частотой $\omega_r = 134$ ТГц (длина волны $\lambda_r = 13.933$ мкм) распространяется в основном в подложке из GaAs.

При расчете нелинейных эффектов следует учитывать, что в GaAs элементы тензора квадратичной восприимчивости χ_{ikj} (1) имеют большую величину [15], зависящую от длины волны λ [2,8].

Показатель преломления среды также зависит от длины волны. При проведении расчетов зависимость показателя преломления n_1 от длины волны λ в GaAs при температуре $T = 298$ К определялась по формуле [16]

$$n_1(\lambda) = \sqrt{A + B/(1 - C^2/\lambda^2)}, \quad (2)$$

где $A = 8.95$, $B = 2.054$, $C = 0.39$, а λ измеряется в мкм. Вычисление показателя преломления эмиттерных слоев $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (n_2) проводилось по следующей формуле:

$$n_2(\lambda) = n_1(\lambda) - 0.53x + 0.09x^2. \quad (3)$$

Согласно формулам (2) и (3) показатели преломления n на разных частотах различны, что приводит к различию фазовых скоростей трех рассматриваемых

волн,

$$v_1 = \frac{c}{n(\omega_1)}, \quad v_2 = \frac{c}{n(\omega_2)}, \quad v_r = \frac{c}{n(\omega_r)}, \quad (4)$$

(c — скорость света в вакууме) и, следовательно, к нарушению фазового синхронизма распространяющихся волн.

Рассмотрим теперь процесс появления нелинейной волны на разностной частоте. Две „начальные“ волны достаточно большой интенсивности с частотами ω_1 и ω_2 , распространяющиеся в гетеролазере, создают в нелинейной среде волновода волну квадратичной поляризованности с волновым вектором вдоль направления распространения световых волн в гетеролазере (вдоль оси z)

$$K_z = |\beta_1 \pm \beta_2|, \quad (5)$$

где $\beta_1 \equiv k_{1z}$, $\beta_2 \equiv k_{2z}$ — проекции волновых векторов „начальных“ волн на ось z .

Для эффективной перекачки энергии из „начальных“ волн в „разностную“ с частотой ω_r необходимо выполнение между ними фазового синхронизма, который будет осуществляться на длине когерентности

$$L_c = \frac{\pi}{\Delta k_z}, \quad (6)$$

зависящей от расстройки

$$\Delta k_z = |K_z - \beta_r|, \quad (7)$$

где $\beta_r \equiv k_{rz}$ — z -составляющая волнового вектора „разностной“ волны.

Из выражений (6) и (7) видно, что длина когерентности связана с величиной рассогласования z -компонент двух волновых векторов: β_r — „собственного“ волнового вектора на частоте ω_r и K_z — „вынуждающего“ волнового вектора на этой же частоте.

3. Для определения значений Δk_z необходимо провести расчет пространственного распределения электромагнитного поля в гетероструктуре, изображенной на рисунке. Конфигурация поля (моды лазерной гетероструктуры) являются стационарными решениями уравнений Максвелла, удобный для расчета вид которых приведен в [17].

В планарном диэлектрическом волноводе решения уравнений Максвелла, которые ищутся в виде

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}(x) \exp(i\beta z), \quad \mathbf{H} = \mathbf{H}(x) \exp(i\beta z), \quad (8)$$

можно разбить на два класса: поперечные электрические (ТЕ) моды с нулевым значением продольной составляющей электрического поля ($E_z = 0$) и поперечные магнитные (ТМ) моды с нулевым значением продольной магнитной составляющей ($H_z = 0$).

В ТЕ-модах „начальных“ волн отличны от нуля только компоненты E_y, H_x, H_z электрического и магнитного полей. Они удовлетворяют следующим уравнениям:

$$\frac{d^2 E_y}{dx^2} + (k_0^2 n^2 - \beta^2) E_y = 0, \quad (9)$$

$$H_x = -\frac{\beta}{k_0} E_y, \quad H_z = \frac{1}{ik_0} \frac{dE_y}{dx}, \quad k_0 = \omega/c. \quad (10)$$

Граничными условиями для уравнений (9) и (10) является условие непрерывности компонент E_y и H_z на границах слоев и обращение в нуль E_y на металлических контактах, нанесенных на p -эмиттер, при $x = F$, и подложку, при $x = -M$ (рисунок, b). Сшивая значения E_y и H_z на соответствующих гетерограницах, получим дисперсионное соотношение для нахождения β :

$$\begin{aligned} & (\gamma_3 C_{32} + \eta_4 C_{31}) \\ & \times [(\gamma_3 - \eta_1 g) \sin(\xi) + (\gamma_3 g + \eta_1) \cos(\xi)] = (\gamma_3 C_{32} - \eta_4 C_{31}) \\ & \times [(\gamma_3 + \eta_1 g) \sin(\xi) + (\gamma_3 g - \eta_1) \cos(\xi)] \exp(-C_2), \quad (11) \end{aligned}$$

$$g = \frac{\eta_1}{\gamma_2} \frac{1 - C_1}{1 + C_2},$$

$$\eta_1^2 = k_0^2 n_1^2 - \beta^2, \quad \gamma_2^2 = \beta^2 - k_0^2 n_2^2, \quad \gamma_3^2 = \beta^2 - k_0^2 n_3^2,$$

$$\eta_4^2 = k_0^2 n_4^2 - \beta^2; \quad \xi = \eta_1 D, \quad C_1 = \exp[-\gamma_2(2F - D)],$$

$$C_2 = \gamma_3(2W - D), \quad C_{31} = \cos[\eta_4(M - W)],$$

$$C_{32} = \sin[\eta_4(M - W)].$$

При расчете распределения электромагнитного поля в гетероструктуре, изображенной на рисунке, значения показателей преломления в волноводе и подложке из GaAs $n_1(\omega)$ вычислялись по формуле (2), в эмиттерах из $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ $n_2(\omega)$ по формуле (3). Проведенный расчет показал, что в рассматриваемой гетероструктуре могут существовать по четыре поперечные моды с длинами волн $\lambda = 1.059$ мкм и $\lambda = 0.985$ мкм, которые распространяются в основном в волноводе.

„Разностная“ волна имеет ТМ-поляризацию, и у нее отличны от нуля компоненты E_x, E_z, H_y электрического и магнитного полей, которые удовлетворяют следующим уравнениям:

$$n^2 \frac{d}{dx} \left(\frac{1}{n^2} \frac{dH_y}{dx} \right) + (k_{0r}^2 n^2 - \beta_r^2) H_y = 0, \quad (12)$$

$$E_x = \frac{\beta_r}{k_{0r} n^2} H_y, \quad E_z = \frac{i}{k_{0r} n^2} \frac{dH_y}{dx}, \quad k_{0r} = \omega_r/c. \quad (13)$$

Граничными условиями для уравнений (12) и (13) являются условия непрерывности компонент H_y и E_z на границах слоев и обращение в нуль E_x на металлических контактах, нанесенных на p -эмиттер, при $x = F$, и подложку, при $x = -M$. Сшивая значения H_y и E_z на соответствующих гетерограницах, получим дисперсионное

соотношение для нахождения z -компоненты волнового вектора „разностной“ волны β_r :

$$\begin{aligned} & (C_{32r} + g_{3r} C_{31r}) [(1 - g_{1r} g_{2r}) \sin(\xi_r) + (g_{1r} + g_{2r}) \cos(\xi_r)] \\ & = (C_{32r} - g_{3r} C_{31r}) [(1 + g_{1r} g_{2r}) \sin(\xi_r) \\ & + (g_{1r} - g_{2r}) \cos(\xi_r)] \exp(-C_{2r}), \quad (14) \end{aligned}$$

$$g_{1r} = \frac{\eta_{1r}}{\gamma_{2r}} \frac{1 - C_{1r}}{1 + C_{1r}} \left(\frac{n_2}{n_1} \right)^2, \quad g_{2r} = \frac{\eta_{1r}}{\gamma_{3r}} \left(\frac{n_3}{n_1} \right)^2,$$

$$g_{3r} = \frac{\eta_{4r}}{\gamma_{3r}} \left(\frac{n_3}{n_4} \right)^2,$$

$$\eta_{1r}^2 = k_{0r}^2 n_1^2 - \beta_r^2, \quad \gamma_{2r}^2 = \beta_r^2 - k_{0r}^2 n_2^2, \quad \gamma_{3r}^2 = \beta_r^2 - k_{0r}^2 n_3^2,$$

$$\eta_{4r}^2 = k_{0r}^2 n_4^2 - \beta_r^2, \quad \xi_r = \eta_{1r} D,$$

$$C_{1r} = \exp[-\gamma_{2r}(2F - D)],$$

$$C_{2r} = \gamma_{3r}(2W - D), \quad C_{31r} = \cos[\eta_{4r}(M - W)],$$

$$C_{32r} = \sin[\eta_{4r}(M - W)].$$

В рассматриваемой гетероструктуре (рисунок), как показал проведенный расчет, могут распространяться 14 поперечных мод „разностной“ волны с $\lambda_r = 13.933$ мкм, причем „разностная“ волна локализована в основном в подложке.

С точки зрения эксперимента наиболее интересным является взаимодействие нулевых мод, которые, как было показано в [12,13], обладают наименьшими оптическими потерями в рассматриваемой гетероструктуре, изображенной на рисунке. Прделанные в данной работе вычисления показали, что при перекачке энергии в „разностную“ волну наибольшая длина когерентности оказывается при преобразовании именно двух нулевых мод „начальных“ волн в нулевую моду „разностной“ волны. Согласно выражениям (6) и (7), при таком взаимодействии длина когерентности L_c может составлять величину ~ 1 мм, если учитывать, что спектры „начальных“ волн имеют ширину на полувысоте ~ 10 мЭВ. Это представляется благоприятным фактором для обнаружения „разностной“ гармоники, потому что длина когерентности оказывается сравнимой с длиной резонатора лазера (L), которая обычно составляет 2–3 мм.

4. Рассчитаем теперь эффективность преобразования (за счет нелинейности среды) „начальных“ волн в „разностную“. Коэффициент такого преобразования (по плотности мощности) на длине L равен

$$\eta = S_2(L)/S_1(0), \quad (15)$$

где $S_2(L)$ — плотность мощности „разностной“ волны, а $S_1(0)$ — плотность мощности излучения на входе в нелинейную среду,

$$S_1(0) = \frac{cn(\omega_1)}{8\pi} a_1^2(0), \quad (16)$$

где $a_1(0)$ — амплитуда суперпозиции начальных волн.

Коэффициент преобразования η может быть вычислен в рамках приближения плоских волн [1]:

$$\eta = 8\pi \frac{n(\omega_r)}{cn^2(\omega_1)} S_1(0) \sigma_3^2 L^2 f^2(\Delta k_z), \quad (17)$$

где коэффициент нелинейной связи σ_3 , согласно [1], определяется выражением

$$\sigma_3 = \frac{\pi \beta_r \chi_{123}(\omega_r)}{n^2(\omega_r)}, \quad (18)$$

причем в квадратичной нелинейной восприимчивости χ_{123} индексы 1, 2, 3 соответствуют следующим осям: 1 — (001), 2 — (010), 3 — (100). Функция $f(\Delta k_z)$ описывает волновую расстройку и имеет вид

$$f(\Delta k_z) = \frac{\sin(\xi)}{\xi}, \quad \xi = \frac{\Delta k_z L}{2}, \quad (19)$$

где Δk_z определено выражением (7).

Из выражений (15)–(19) была определена амплитуда $a_2(L)$ нулевой моды „разностной“ волны при взаимодействии двух нулевых поперечных мод „начальных“ волн (амплитуда их суперпозиции $5 \cdot 10^5$ В/см) в зависимости от длины нелинейной среды L :

$$a_2(L) = \sqrt{8\pi \frac{S_2(L)}{cn(\omega_r)}}. \quad (20)$$

Расчет показал, что в данной гетероструктуре при $\chi_{123}(\omega_r) = 1.88 \cdot 10^{-10}$ см/В [2] и $L = 3$ мм коэффициент преобразования (η) равен 1.4%. При этом максимально возможная расчетная амплитуда разностной волны составляет $6 \cdot 10^4$ В/см, т.е. волна на разностной частоте будет иметь достаточно большую амплитуду.

В этой оценке эффективности нелинейного преобразования не было принято во внимание распределение электромагнитного излучения вдоль оси x , которое зависит от конкретного дизайна гетероструктуры. В работе [5] для гетероструктуры, похожей на нашу, показано, что учет распределения электромагнитного поля вдоль оси x уменьшает „разностную“ волну на 2 порядка. Однако, как следует из наших оценок, амплитуда „разностной“ волны в исследуемых гетеролазерах остается достаточно большой.

Таким образом, мы показали, что в полупроводниковом гетеролазере с волноводом из GaAs в геометрии, представленной на рисунке, b , длина когерентности и амплитуда „разностной“ волны достаточны для генерации излучения на разностной частоте.

Работа была выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 06-02-08095-офи). С.О. Слипченко благодарит за финансовую поддержку „Фонд содействия отечественной науке“.

Список литературы

- [1] В.Г. Дмитриев, Л.В. Тарасов. *Прикладная нелинейная оптика* (М., Физматлит, 2004).
- [2] *Физические величины*. Справочник, под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова (М., Энергоатомиздат, 1991).

- [3] Y. Kaneko, S. Nakagawa, Y. Ichimura, N. Yamada, D.E. Mars, T. Takeuchi. *J. Appl. Phys.*, **87** (4), 1597 (2000).
- [4] T. Taniuchi, H. Nakanishi. *J. Appl. Phys.*, **95** (12), 7588 (2004).
- [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] S. Hoffmann, M. Hofmann, M. Kira, S.W. Koch. *Semicond. Sci. Technol.*, **20** (7), S205 (2005).
- [8] А.А. Афоненко, В.Я. Алешкин, А.А. Дубинов. *Semicond. Sci. Technol.*, **20** (5), 357 (2005).
- [9] В.Я. Алешкин, Б.Н. Звонков, С.М. Некоркин, Вл.В. Кочаровский. *ФТП*, **39** (1), 171 (2005).
- [10] С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, Н.А. Пихтин, К.С. Борщев, Д.А. Винокуров, И.С. Тарасов. *ФТП*, **40** (8), 1017 (2006).
- [11] 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. Фетицова, И.С. Тарасов. *ФТП*, **39** (3), 388 (2005).
- [12] N.A. Pikhtin, S.O. Slipchenko, Z.N. Sokolova, A.L. Stankevich, D.A. Vinokurov, I.S. Tarasov, Zh.I. Alferov. *Electron. Lett.*, **40** (22), 1413 (2004).
- [13] Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов. *ФТП*, **38**, 374 (2004).
- [14] С.О. Слипченко, Д.А. Винокуров, Н.А. Пихтин, З.Н. Соколова, А.Л. Станкевич, И.С. Тарасов, Ж.И. Алфёров. *ФТП*, **38** (12), 1477 (2004).
- [15] A.I. Kovrighin, D.V. Yakovlev, B.V. Zhdanov, N.I. Zheludev. *Opt. Commun.*, **35** (1), 92 (1980).
- [16] П.Г. Елисеев. *Введение в физику инжекционных лазеров* (М., Наука, 1983).
- [17] Р.Ф. Казаринов, О.В. Константинов, В.И. Перель, А.Л. Эфрос. *ФТТ*, **7** (5), 1506 (1965).

Редактор Л.В. Шаронова

Nonlinear optical phenomena in semiconductor lasers based on InGaAs/GaAs/AlGaAs quantum well heterostructures

N.S. Averkiev, S.O. Slipchenko, Z.N. Sokolova, N.A. Pikhtin, I.S. Tarasov

loffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract A difference frequency mixing was theoretically investigated in dual-wavelength heterolaser. The estimations were made for InGaAs/GaAs/AlGaAs quantum well heterostructures optimized for attaining high optical power in semiconductor laser. It was shown that phase-matching conditions between two initial wavelengths and differed wavelength could be realized on about 1 mm length that is comparable with laser cavity length (2–3 mm); a conversion coefficient could reach several percent.