

Генерация излучения на разностной частоте в среднем и дальнем ИК диапазонах с использованием субпико- и пикосекундных полупроводниковых лазеров

В.Я.Алешкин, А.А.Дубинов

Рассмотрена возможность эффективной генерации излучения на разностной частоте в среднем и дальнем ИК диапазонах спектра при выполнении условия фазового синхронизма между волной нелинейной поляризации и модой излучения на разностной частоте при использовании субпико- и пикосекундных полупроводниковых лазеров, генерирующих на длине волны ~ 1 мкм. В лазере с планарным волноводом шириной 100 мкм при мощности излучения в ближнем ИК диапазоне 100 Вт в импульсе и 10 Вт в непрерывном режиме мощность излучения на разностной частоте достигает 1 мВт в области длин волн 5–9 мкм и 0.2 мВт в области длин волн свыше 60 мкм при комнатной температуре.

Ключевые слова: разностная частота, субпико- и пикосекундные импульсы, полупроводниковый лазер, средний и дальний ИК диапазоны.

1. Введение

Несмотря на то что компактные источники излучения среднего и дальнего ИК диапазонов в настоящее время очень востребованы для различных применений, число таких источников мало. На сегодняшний день наиболее значительные результаты достигнуты в области создания квантовых каскадных полупроводниковых лазеров [1]. Однако чрезвычайно сложная зонная схема каскадных структур и высокие требования к точности их параметров сдерживают распространение и использование таких структур.

Альтернативным направлением является разработка безынерционных схем генерации, в которых излучение дальнего или среднего ИК диапазона создается вследствие генерации на квадратичной нелинейности полупроводниковой структуры разностной частоты $\omega = \omega_2 - \omega_1$ при смешении двух полей с частотами ω_1 и ω_2 (длинами волн λ_1 и λ_2) ближнего ИК диапазона. Из всей группы полупроводников A_3B_5 наиболее подходящими для использования в качестве нелинейных элементов представляются кристаллы GaAs и GaP, т. к., во-первых, они обладают достаточно большой решеточной нелинейностью второго порядка [2], а во-вторых, на основе GaAs в настоящее время созданы наиболее мощные полупроводниковые лазеры, генерирующие излучение с длинами волн ~ 1 мкм [3].

Поскольку мощность генерации излучения на разностной частоте пропорциональна мощности коротковолновых мод, то наиболее эффективно использовать мощные лазеры для нелинейного преобразования. Одним из способов достижения большой мощности излучения является импульсная генерация в пикосекундных ла-

зерах на основе GaAs с насыщающимся поглотителем, в которых мощность в импульсе может достигать нескольких сотен ватт [4]. Кроме того, для эффективной генерации на разностной частоте необходимо выполнение трех условий:

- 1) наличие фазового синхронизма, заключающегося в равенстве фазовых скоростей моды излучения на разностной частоте и волны нелинейной поляризации, возникающей при нелинейном взаимодействии двух мод излучения ближнего ИК диапазона;
- 2) наличие большой нелинейности второго порядка;
- 3) низкие потери на поглощение излучения на разностной частоте.

Проведенные исследования показали, что оптимальные способы генерации на разностной частоте зависят от длины волны формируемого излучения. В настоящей работе предложены две схемы генерации излучения на разностной частоте в субпико- и пикосекундных лазерах с насыщающимся поглотителем, оптимальные для среднего и дальнего ИК диапазонов.

Для генерации излучения с длинами волн менее 10 мкм предлагается использовать конструкцию двухципового лазера с составным резонатором, состоящего из расположенных на одном теплоотводе в непосредственной близости друг от друга одночастотного лазера с квантовыми ямами, генерирующего пикосекундные импульсы с длиной волны ~ 1 мкм, и лазера, генерирующего в непрерывном режиме другую частоту ближнего ИК диапазона. Ранее было показано, что условие фазового синхронизма можно выполнить, если использовать для накачки поперечные моды разного порядка [5]. В предлагаемой схеме пикосекундный лазер должен генерировать на основной моде, и его излучение будет вводиться в лазер, генерирующий в непрерывном режиме на первой возбужденной моде. В этом лазере и будет происходить генерация излучения на разностной частоте. Такая конструкция позволяет заводить существенную ($\sim 50\%$) часть излучения одного лазера в другой лазер [6]. Для выполнения третьего условия предполагается, что полу-

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 19 апреля 2007 г., после доработки – 3 июля 2007 г.

проводниковая структура лазера, в котором происходит генерация излучения на разностной частоте, выращивается на полупроводниковой подложке из GaAs.

Для генерации излучения с длиной волны свыше 60 мкм предлагается использовать лазер, генерирующий излучение ближнего ИК диапазона, и внешний волновод. При использовании внешнего волновода на основе GaP первое условие выполняется для накачки с длиной волны около 1 мкм [7]. Кроме того, генерация излучения дальнего ИК диапазона в данном случае эффективнее, т. к. в этом диапазоне длин волн нелинейность второго порядка кристалла GaP в 2–10 раз больше, чем у GaAs [8]. Поэтому для генерации излучения дальнего ИК диапазона предлагается конструкция, аналогичная рассмотренной выше, одна часть которой представляет собой субпикосекундный лазер на основе GaAs, а другая – волновод на основе GaP. Для выполнения третьего условия в этом диапазоне длин волн очень важно избежать поглощения излучения на разностной частоте на свободных носителях, что можно сделать, используя волновод на основе полупроводникового GaP. В данной конструкции лазер применяется только для накачки, а волновод является нелинейным элементом.

Для оценки мощности генерации излучения на разностной частоте мы предполагаем, что мощность непрерывной накачки составляет 10 Вт, а пиковая мощность импульса накачки – 100 Вт. В этом случае для волновода шириной 100 мкм импульсная мощность достигает 1 мВт в среднем (5–9 мкм) и 0.2 мВт в дальнем (свыше 60 мкм) ИК диапазонах длин волн.

2. Генерация излучения на разностной частоте в среднем ИК диапазоне в схеме с пикосекундным лазером

Рассмотрим случай, когда структура полупроводникового лазера выращена на плоскости (001), а моды излучения ближнего ИК диапазона имеют ТЕ-поляризацию и распространяются вдоль направления [110] (рис. 1). Предположим, что коротковолновый импульс имеет гауссову огибающую. Вектор нелинейной поляризации в

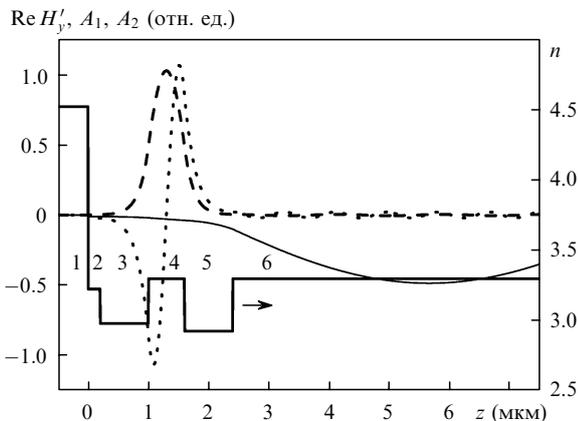


Рис. 1. Зависимости от координаты z напряженности магнитного поля $\text{Re } H'_y$ на разностной частоте (тонкая сплошная кривая) и реальной части показателя преломления n (толстая сплошная кривая) при энергии квантов 222.2 мэВ ($\lambda = 5.6$ мкм). Штриховой и пунктирной кривыми показаны зависимости от z нормированных амплитуд A_1 и A_2 мод TE_0 и TE_1 излучения ближнего ИК диапазона соответственно; 1 – слой металла; 2, 4 и 6 – слои GaAs толщиной 0.2, 0.6 и 150 мкм соответственно; 3 и 5 – слой InGaP толщиной 0.8 мкм.

GaAs перпендикулярен плоскости слоев, и на разностной частоте возбуждается ТМ-мода [5]. В материалах, имеющих структуру цинковой обманки, тензор нелинейной диэлектрической проницаемости второго порядка имеет равные и отличные от нуля компоненты с тремя разными индексами $\varepsilon_{xyz}^{(2)}$ (в системе координат, где оси x, y, z направлены вдоль кристаллографических осей [100], [010], [001] соответственно) [9]. Тогда уравнение для y -компоненты магнитного поля H'_y на разностной частоте ω (в системе координат, где ось x совпадает с направлением распространения волн) имеет вид

$$\varepsilon(z) \nabla \frac{1}{\varepsilon(z)} \nabla H'_y - \frac{\varepsilon(z)}{c^2} \frac{\partial^2 H'_y}{\partial t^2} = -2\varepsilon_{xyz}^{(2)} A_1(z) A_2(z) \times \frac{\partial^2}{\partial x \partial t} \exp \left[-\frac{(t-x/u)^2}{\tau^2} + i(k_2 - k_1)x - i\omega t \right], \quad (1)$$

где $\varepsilon(z)$ – диэлектрическая проницаемость; u и τ – групповая скорость и длительность пикосекундного импульса излучения ближнего ИК диапазона. Координатные зависимости амплитуд электрического поля $A_1(z)$ и $A_2(z)$ и постоянных распространения k_1 и k_2 мод излучения ближнего ИК диапазона находятся путем решения волнового уравнения с соответствующим профилем показателя преломления [5]. Используя фурье-преобразование правой части уравнения (1) и фурье-представление магнитного поля

$$H'_y(x, z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} H_y(x, z, \Omega) \exp(-i\Omega t) d\Omega,$$

можно получить следующее уравнение:

$$\varepsilon(z, \omega) \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{1}{\varepsilon(z, \omega)} \frac{\partial H_y}{\partial z} \right] + \frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + \varepsilon(z, \omega) \frac{\Omega^2}{c^2} H_y = -\varepsilon_{xyz}^{(2)} \tau \frac{[k_2 - k_1 - (\omega - \Omega)/u] \Omega}{c\sqrt{\pi}} A_1(z) A_2(z) \times \exp \left[i \left(k_2 - k_1 - \frac{\omega - \Omega}{u} \right) x - \frac{(\omega - \Omega)^2 \tau^2}{4} \right]. \quad (2)$$

Уравнение (2) можно решить, используя метод разделения переменных. Тогда компоненту магнитного поля на разностной частоте можно представить в виде суммы частного и однородного решений:

$$H_y(x, z, \Omega) = h_y(z, \Omega) \left\{ \exp \left[i \left(k_2 - k_1 - \frac{\omega - \Omega}{u} \right) x \right] + a \exp(ik_x x) + b \exp(-ik_x x) \right\}, \quad (3)$$

где k_x – x -компонента волнового вектора при решении однородной части уравнения (2)

$$\varepsilon(z, \omega) \frac{d}{dz} \left[\frac{1}{\varepsilon(z, \omega)} \frac{dH_y}{dz} \right] + \left[\varepsilon(z, \omega) \frac{\Omega^2}{c^2} - k_x^2 \right] H_y = 0. \quad (4)$$

Поскольку k_x – комплексная величина, положительная мнимая часть которой связана с коэффициентом поглощения в структуре, физический смысл решение (3) будет

иметь только с коэффициентом $b = 0$, что соответствует ограниченному на бесконечности решению. Используя начальное условие $H_y(0, z, \Omega) = 0$ (на общей границе двух лазеров излучения на разностной частоте нет), можно найти, что коэффициент $a = -1$. Тогда уравнение для $h_y(z, \Omega)$ можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \varepsilon(z, \omega) \frac{d}{dz} \left[\frac{1}{\varepsilon(z, \omega)} \frac{dh_y}{dz} \right] + \left[\varepsilon(z, \omega) \frac{\Omega^2}{c^2} - \left(k_2 - k_1 - \frac{\omega - \Omega}{u} \right)^2 \right] h_y = -\varepsilon_{xyz}^{(2)} \tau \frac{[k_2 - k_1 - (\omega - \Omega)/u] \Omega}{c\sqrt{\pi}} \\ \times A_1(z) A_2(z) \exp \left[-\frac{(\omega - \Omega)^2 \tau^2}{4} \right]. \end{aligned} \quad (5)$$

Компонента электрического поля E_z на разностной частоте и ее мощность P определяются из равенств

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

$$P = -cL_y \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \operatorname{Re}(H_y E_z^*) dz d\Omega, \quad (7)$$

где L_y – ширина полоскового контакта лазерного диода.

В расчете использовались зависимости показателей преломления GaAs и InGaP от частоты для излучения ближнего ИК диапазона, взятые из справочника [2]. Диэлектрические проницаемости слоев в среднем ИК диапазоне вычислялись по формуле (26) из работы [10] с использованием данных [2, 11]:

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

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

Частотная зависимость компоненты тензора нелинейной восприимчивости второго порядка для кристалла GaAs описывается формулой (3.47) из работы [8]:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{ijk}^{(2)}(\omega_1, \omega_2) = \varepsilon^{(2)} + F_1 \left[\frac{1}{D(\omega_1)} + \frac{1}{D(\omega_2)} + \frac{1}{D(\omega_2 - \omega_1)} \right] \\ + F_2 \left[\frac{1}{D(\omega_1)D(\omega_2)} + \frac{1}{D(\omega_1)D(\omega_2 - \omega_1)} \right. \\ \left. + \frac{1}{D(\omega_2)D(\omega_2 - \omega_1)} \right] + F_3 \frac{1}{D(\omega_1)D(\omega_2)D(\omega_2 - \omega_1)}, \end{aligned} \quad (9)$$

где $\varepsilon^{(2)} = 1.7 \times 10^{-8}$ см/В; $D(\omega) = 1 - (\omega/\omega_{\text{TO}})^2 + i\omega\Gamma/\omega_{\text{TO}}^2$; $F_{1-3} = \varepsilon^{(2)} C_{1-3}$; $i, j, k = x, y, z$; коэффициенты C_{1-3} вычислены в [8].

Результаты расчетов спектральной плотности мощности S излучения на разностной частоте для нескольких

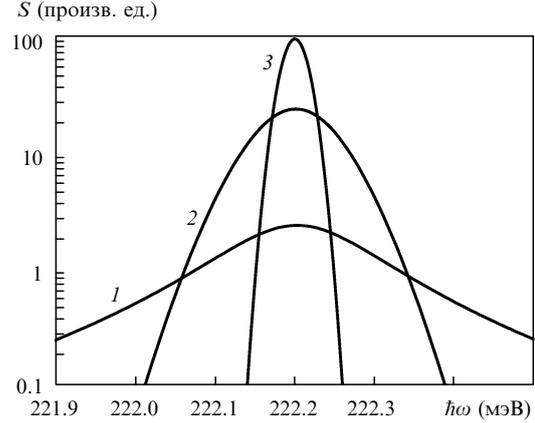


Рис.2. Спектральные плотности мощности S излучения на разностной частоте ω при длительностях импульса излучения ближнего ИК диапазона 1 (1), 10 (2) и 40 пс (3); $\lambda_1 = 1.135$ мкм.

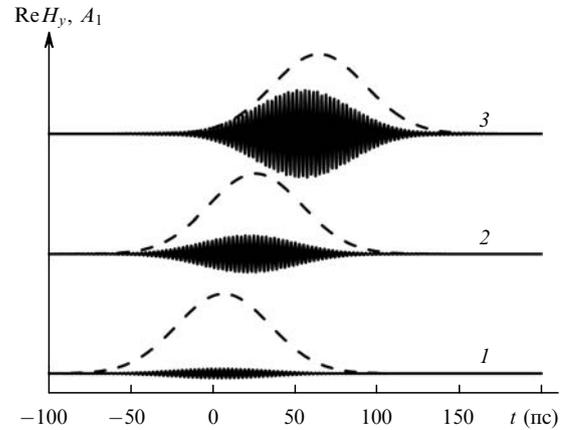


Рис.3. Зависимости от времени t напряженности магнитного поля $\operatorname{Re}H_y$ на разностной частоте (сплошные кривые) и амплитуды импульса излучения ближнего ИК диапазона A_1 (штриховые кривые) при прохождении импульсами в лазере расстояния 0.1 (1), 2 (2) и 5 мм (3).

длительностей импульса излучения ближнего ИК диапазона при постоянной мощности накачки приведены на рис.2. В расчетах большая длина волны для мод излучения этого диапазона (λ_1) фиксировалась, при этом изменение разностной частоты достигалось за счет изменения длины волны λ_2 . Видно, что амплитуда пика растет, а его ширина уменьшается с увеличением длительности импульса. На рис.3 показана зависимость от времени напряженности магнитного поля на разностной частоте для нескольких расстояний, пройденных импульсом излучения в лазере, в котором происходит генерация этого излучения. Там же приведена зависимость от времени амплитуды импульса излучения ближнего ИК диапазона. Из-за различия групповых скоростей импульсов излучения ближнего и среднего ИК диапазонов последний движется быстрее первого. Однако форма импульса излучения на разностной частоте практически не меняется при распространении его вдоль лазерного резонатора. Увеличивается только абсолютное значение амплитуды этого импульса с увеличением пройденного им расстояния, что связано с перекачкой энергии из импульса излучения ближнего ИК диапазона, поэтому и импульсная мощность излучения на разностной частоте возрастает с ростом длины лазера L , в котором происходит процесс нелинейного смешения (рис.4). То, что зависимость не

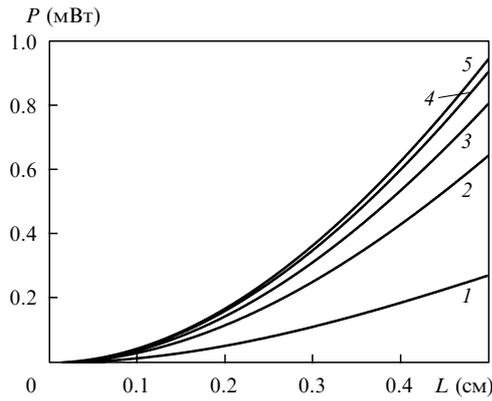


Рис.4. Зависимости импульсной мощности излучения среднего ИК диапазона P от длины лазера L при длительностях импульса излучения ближнего ИК диапазона 1 (1), 5 (2), 10 (3), 20 (4) и 40 пс (5).

выходит на насыщение при $L < 5$ мм (характерная длина лазера), связано с малым коэффициентом поглощения излучения на разностной частоте, т. к. это излучение распространяется в основном в полуизолирующей подложке.

3. Генерация излучения на разностной частоте в дальнем ИК диапазоне в схеме с субпикосекундным лазером

Рассмотрим распространение субпикосекундных импульсов излучения ближнего ИК диапазона в волноводе на основе GaP, когда возможна генерация излучения на разностной частоте при распространении в волноводе даже одной моды излучения ближнего ИК диапазона. Уравнение для компоненты магнитного поля в этом случае будет иметь вид

$$\begin{aligned} \varepsilon(z)\nabla \frac{1}{\varepsilon(z)} \nabla H'_y - \frac{\varepsilon(z)}{c^2} \frac{\partial^2 H'_y}{\partial t^2} = -2\varepsilon_{xyz}^{(2)} A^2(z) \times \\ \times \frac{\partial^2}{\partial x \partial t} \exp \left[-2 \frac{(t - x/u)^2}{\tau^2} \right], \end{aligned} \quad (10)$$

где $A(z)$ – поперечное распределение моды излучения ближнего ИК диапазона. Используя фурье-преобразование, уравнение (10) можно переписать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \varepsilon(z, \Omega) \frac{d}{dz} \left[\frac{1}{\varepsilon(z, \Omega)} \frac{dH_y}{dz} \right] + \frac{d^2 H_y}{dx^2} + \varepsilon(z, \Omega) \frac{\Omega^2}{c^2} H_y = \\ = -\varepsilon_{xyz}^{(2)} \tau \frac{\Omega^2}{cu\sqrt{2\pi}} A^2(z) \exp \left(i \frac{\Omega}{u} x - \frac{\Omega^2 \tau^2}{8} \right). \end{aligned} \quad (11)$$

Тогда, используя процедуру решения, примененную ранее для уравнения (2), частное решение (11) можно найти из уравнения

$$\begin{aligned} \varepsilon(z, \Omega) \frac{d}{dz} \left[\frac{1}{\varepsilon(z, \Omega)} \frac{dh_y}{dz} \right] + \Omega^2 \left[\frac{\varepsilon(z, \Omega)}{c^2} - \frac{1}{u^2} \right] h_y = \\ = -\varepsilon_{xyz}^{(2)} \tau \frac{\Omega^2}{cu\sqrt{2\pi}} A^2(z) \exp \left(-\frac{\Omega^2 \tau^2}{8} \right). \end{aligned} \quad (12)$$

В этом случае генерация происходит не в узкой окрестности разностной частоты, а в интервале разностных час-

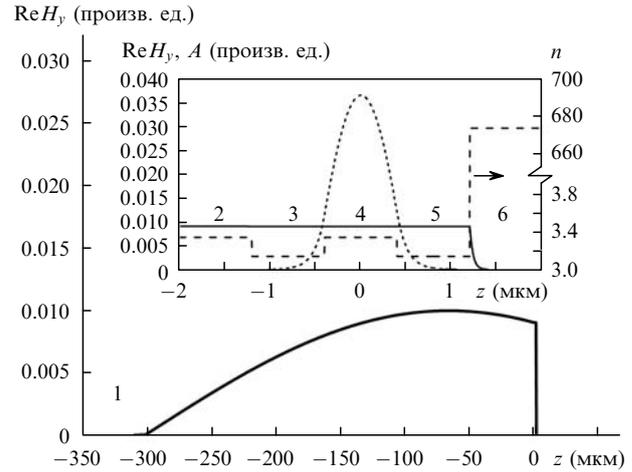


Рис.5. Зависимости от координаты z напряженности магнитного поля ReH_y на разностной частоте (сплошные кривые) и показателя преломления n (штриховая кривая на вставке) при энергии квантов 4.3 мэВ ($\lambda = 288$ мкм) в волноводе на основе GaP. Пунктирной кривой на вставке показана зависимость от z амплитуды A моды излучения ближнего ИК диапазона; 1 – слой воздуха; 2 и 4 – слой GaP толщиной 300 и 0.8 мкм соответственно; 3 и 5 – слой AlP толщиной 0.8 мкм; 6 – слой металла.

тот с характерной шириной $1/\tau$. Однако, как видно из уравнения (12), наиболее эффективно генерация происходит на той частоте из этого интервала, для которой групповая скорость импульса излучения ближнего ИК диапазона равна фазовой скорости волны с разностной частотой. Эта ситуация аналогична черенковскому излучению заряда, равномерно движущегося со скоростью u : излучение возможно при равенстве скорости заряда и фазовой скорости излучаемой электромагнитной волны.

Волновод для излучения ближнего ИК диапазона можно сформировать, поместив слой GaP между слоями AlP с меньшим показателем преломления (рис.5). Кристалл AlP достаточно хорошо согласован по периоду решетки a с GaP ($a_{GaP} = 0.54506$ нм, $a_{AlP} = 0.54635$ нм) [2]. Волноводом же для излучения дальнего ИК диапазона может служить достаточно толстая полуизолирующая подложка из GaP, примыкающая к одному обкладочному слою AlP. Для увеличения амплитуды моды излучения на разностной частоте в области нелинейного взаимодействия мод целесообразно нанести металл на поверхность другого обкладочного слоя AlP, создав тем самым условия для возбуждения поверхностной плазмонной моды.

На рис.6 представлены спектральные плотности мощности S излучения на разностной частоте для нескольких длительностей импульса излучения ближнего ИК диапазона при постоянной мощности накачки для структуры на основе GaP, параметры которой и распределение полей в ней представлены на рис.5. Из рис.6 видно, что при фиксированной частоте спектральная плотность мощности S экспоненциально уменьшается с ростом длительности импульса. На рис.7 показана зависимость от времени напряженности магнитного поля на разностной частоте для нескольких расстояний, пройденных импульсом излучения в волноводе, в котором происходит генерация этого излучения. Там же представлена зависимость от времени амплитуды импульса излучения ближнего ИК диапазона. Видно, что из-за малого различия групповых скоростей импульсов излучения ближнего и

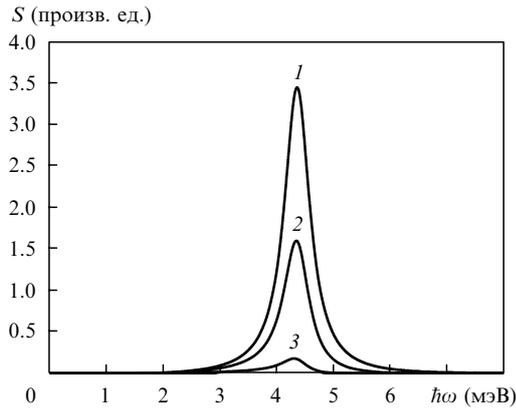


Рис.6. Спектральная плотность мощности S излучения на разностной частоте ω при длительности импульса излучения ближнего ИК диапазона в волноводе на основе GaP, равной 0.3 (1), 0.4 (2) и 0.6 пс (3); $\lambda = 1.015$ мкм.

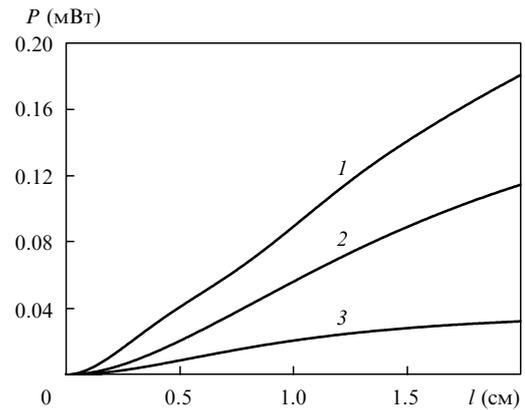


Рис.8. Зависимости импульсной мощности излучения дальнего ИК диапазона P от длины l волновода на основе GaP при длительностях импульса излучения ближнего ИК диапазона 0.3 (1), 0.4 (2) и 0.6 пс (3).

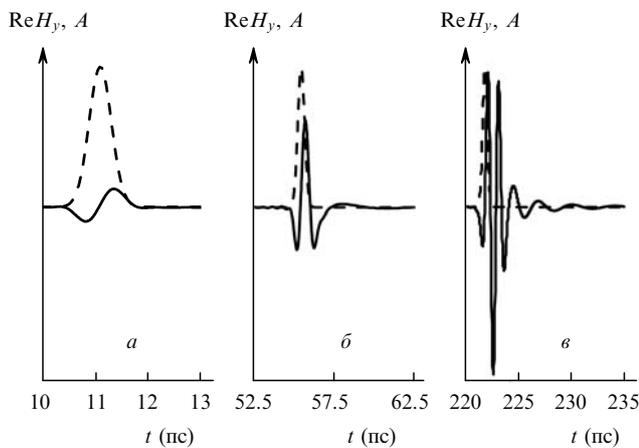


Рис.7. Зависимости от времени t напряженности магнитного поля ReH_y на разностной частоте (сплошные кривые) и амплитуды импульса излучения ближнего ИК диапазона A (штриховые кривые) при прохождении импульсами в волноводе на основе GaP расстояния 0.5 мм (а), 0.5 (б) и 2 см (в).

дальнего ИК диапазонов их передние фронты практически не расходятся, а изменяется лишь форма импульса излучения на разностной частоте при распространении его вдоль волновода. Кроме увеличения абсолютного значения амплитуды этого импульса с увеличением пройденного им расстояния, увеличивается и его длительность. Так же как и в первой схеме, импульсная мощность излучения на разностной частоте возрастает с ростом длины волновода, в котором происходит процесс нелинейного смешения (рис.8), что связано с малым коэффициентом поглощения излучения на разностной частоте, распространяющегося в основном в полуизолирующей подложке.

Расчеты показывают, что достигаемые мощности составляют до 0.2 мВт при накачке импульсом излучения ближнего ИК диапазона длительностью 0.3 пс и мощностью 100 Вт в волноводе длиной 2 см и шириной 100 мкм.

4. Заключение

Таким образом, предложены две конструкции на основе импульсных полупроводниковых лазеров, позволяющие получить мощности излучения ~ 1 мВт в среднем ИК диапазоне и до 0.2 мВт в дальнем ИК диапазоне при комнатной температуре и выполнении условия фазового синхронизма. Для получения нелинейной поляризации используются мощные субпико- или пикосекундные импульсы с длиной волны ~ 1 мкм.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 07-02-00486, 06-02-81020 и 07-02-12177-офи), CRDF (№ RUE1-2657-NN-05), программы Отделения физических наук РАН «Когерентное оптическое излучение полупроводниковых соединений и структур», программы Президиума РАН «Электромагнитные волны терагерцового диапазона» и гранта Президента РФ (МК-3344.2007.2).

1. Kohler R., Tredicucci A., Beltram F., Beere H.E., Linfield E.H., Davies A.G., Ritchie D.A., Iotti R.C., Rossi F. *Nature*, **417**, 156 (2002).
2. Madelung O. *Semiconductors: Data Handbook* (New York: Springer-Verlag, 2003).
3. 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).
4. Венус Г.Б., Гаджиев И.М., Губенко А.М., Портной Е.Л., Хазан А.А. *Письма в ЖТФ*, **23** (4), 11 (1997).
5. Алешкин В.Я., Афоненко А.А., Звонков Н.Б. *ФТП*, **35**, 1256 (2001).
6. Biryukov A.A., Aleshkin V.Ya., Nekorkin S.M., Kocharovskiy V.V., Kocharovskiy V.I., Zvonkov B.N., Scully M.O. *J. Modern Opt.*, **52**, 2323 (2005).
7. Nagai M., Tanaka K., Ohtake H., Bessho T., Sugiura T., Hirosumi T., Yoshida M. *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 3974 (2004).
8. Flytzanis C. *Phys. Rev. B*, **6**, 1264 (1972).
9. Григорьев И.С., Мейлихов Е.З. *Физические величины. Справочник* (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. *European Phys. J. B*, **27**, 449 (2002).