

Возможность создания параметрических генераторов света с прецизионным сдвигом частоты генерации, возбуждаемых инжекцией монохроматического сигнала

Г.И.Фрейдман, А.Г.Демехов, В.В.Ложкарев, И.В.Яковлев

В приближении взаимодействия плоских квазимонохроматических волн анализируется возможность параметрической генерации импульсов со сдвигом частоты относительно инжектируемого монохроматического сигнала. Эта задача актуальна в связи с необходимостью создания приемопередатчиков с гетеродинным приемом для дистанционной ИК спектроскопии атмосферы с высоким спектральным разрешением и высокой дальностью зондирования. Такие системы могут быть созданы на основе разработанных в последнее время импульсных и непрерывных параметрических генераторов света. Основное внимание уделено не исследованному ранее неадиабатическому возбуждению генерации при сдвиге частоты инжектируемого сигнала относительно частот мод холодного резонатора. Показано, что при таком возбуждении можно управлять сдвигом частоты (частот) генерации без увеличения спектральной ширины линий. Выявлены условия эффективного возбуждения одночастотной и двухчастотной генерации на соседних модах резонатора. Определены условия достаточной стабильности частот.

Ключевые слова: параметрическая генерация света, дистанционная спектроскопия, инжекция сигнала.

1. Введение

Параметрические генераторы света (ПГС), возбуждаемые инжекцией сигнала (ПГСИС), позволяют генерировать импульсы с малой шириной спектра (см., напр., [1–12]). При инжекции монохроматического сигнала эти импульсы могут быть спектрально-ограниченными (см., напр., [7–9]). Прецизионная перестройка частоты генерации ПГСИС относительно частоты монохроматического инжектируемого излучения расширяет возможности их применения в линейной и нелинейной спектроскопии. Однако к настоящему времени не исследована возможность управления сдвигом частоты таких генераторов при неадиабатическом возбуждении, когда перестройка может происходить без расширения спектра их излучения.

Уменьшение ширины спектра генерации ПГС при их возбуждении инжекцией узкополосного излучения было продемонстрировано в 1969 г. в [1]. Теоретический анализ вопросов, связанных с таким возбуждением ПГС, был проведен в приближении взаимодействия плоских квазигармонических волн [2–7]. В работах [8–12] численно моделировалось возбуждение генерации инжекцией монохроматического сигнала с учетом относительного сноса и дифракции взаимодействующих пучков, истощения волны накачки, а также групповой расстройки взаимодействующих волн.

Ряд экспериментальных работ (см., напр., [6–12] и приведенные там ссылки) подтвердил теоретические выводы об условиях сужения спектра параметрической генерации и увеличении коэффициента преобразования

вследствие инжекции сигнала. В работах [7–9], например, получена генерация спектрально-ограниченных импульсов с длительностью в несколько наносекунд и соответствующей шириной спектра порядка 10^{-2} см^{-1} .

Исследования, о которых говорилось выше, проводились при отклонении частоты инжектируемого сигнала ω_s от собственной частоты ω_{10} ближайшей продольной моды «холодного» резонатора ПГС, не превышающем спектральной ширины моды и одного процента от межмодового расстояния Δ_m . Заметный сдвиг частоты генерации ω_1 относительно ω_s происходит, например, при конечной волновой расстройке вследствие зависимости в этом случае ω_1 от интенсивности накачки и интенсивности возбуждающихся волн. При реальных значениях параметров сдвиг не превышает $0.1\Delta_m$. Такое возбуждение ПГСИС можно назвать квазиадиабатическим, поскольку эффективность возбуждения в этих случаях слабо зависит от крутизны переднего фронта импульса накачки. Как отмечалось в работах [7–9], при сдвиге частоты генерации за счет квазиадиабатических механизмов неизбежно возникает некоторое уширение спектра вследствие фазовой модуляции интенсивности генерации, связанной с зависимостью интенсивности волн от времени и поперечных координат. Кроме того, нестабильность пиковой мощности накачки будет приводить к нестабильности частоты генерации ПГС.

Указанных выше эффектов, делающих прецизионную перестройку с помощью квазиадиабатических механизмов практически невозможной, можно избежать, если при нулевой отстройке от синхронизма возбуждать генерацию инжекцией сигнала, частота которого имеет нужный сдвиг относительно частоты ближайшей моды «холодного» резонатора ПГС. При достаточно крутом переднем фронте импульса накачки эффективность такого возбуждения будет слабо зависеть от сдвига частоты возбуждения $\Omega_s = \omega_s - \omega_{10}$. При этом генерация

будет практически одночастотной, с частотой $\omega_1 = \omega_{10}$, до тех пор, пока сдвиг $\Omega_s < 0.45\Delta_m$. Если же частота инжектируемого сигнала находится примерно посередине между частотами соседних мод резонатора ПГС ($|\Omega_s - 0.5\Delta_m| \leq 0.02\Delta_m$), то основная часть энергии генерации (не менее 75 %) будет сосредоточена в этих соседних модах. Такой двухчастотный режим генерации представляет интерес, например, для реализации дистанционной спектроскопии дифференциального поглощения с помощью одного приемопередатчика.

Важность задачи создания ПГС, возбуждаемых инжекцией сигнала со сдвигом частоты (или частот) генерации без расширения ее спектра, в значительной мере связана с перспективностью их применения при создании приемопередатчиков с гетеродинным приемом (ППГП) для дистанционной спектроскопии атмосферы в ближнем и среднем ИК диапазонах. Решение этой проблемы стало реальным благодаря достигнутым в последние годы успехам в технологии изготовления нелинейных элементов с периодической поляризацией и в создании на основе этих элементов перестраиваемых в ближнем и среднем ИК диапазонах ПГС с непрерывной накачкой [13–18]. Последние могут служить гетеродинами ПППП и источниками возбуждения ПГСИС.

Чувствительность гетеродинных приемников может быть близка к предельной (см., напр., [19]), т. е. достигать примерно фотона за время, равное длительности зондирующего импульса. В среднем ИК диапазоне при длительности импульса ~ 10 нс это на 2–3 порядка превышает чувствительность приемников с прямым детектированием. Применение в этом диапазоне лидаров с ПППП существенно расширит возможности дистанционной спектроскопии атмосферы. Например, ПГС на ниобате лития при оптимальном выборе оптической схемы и ее параметров могут иметь коэффициент преобразования в десятки процентов и энергию зондирующих импульсов в десятки миллиджоулей [20, 21].

Таким образом, несмотря на уменьшение коэффициента рассеяния $\sim 1/\lambda^4$, лидары с ПППП смогут, например, принимать излучение, рассеянное высокими (до 20–40 км) слоями атмосферы, где рассеяние ослабевает из-за снижения концентрации аэрозолей. Это даст возможность с поверхности Земли, а также со спутников проводить на этих высотах мониторинг ряда молекулярных составляющих (например, CH_4 , NH_3 , HCl , NO_2), играющих важную роль в физико-химических процессах в атмосфере. В настоящее время такой мониторинг возможен только с помощью летательных аппаратов. Исследование возбуждения ПГСИС в настоящей работе проводилось при параметрах, близких к оптимальным для ПГСИС на ниобате лития с накачкой импульсами Nd:YAG-лазеров.

2. Уравнения для колебаний в однорезонаторном ПГС бегущей волны

Энергетические характеристики параметрической генерации существенно зависят от типа резонатора ПГС, поперечных размеров пучка накачки и углов между групповыми скоростями взаимодействующих волн. При возбуждении генерации инжекцией сигнала от этих факторов будут также зависеть спектральные характеристики генерации и эффективность возбуждения. Однако их характерные зависимости от отстройки частоты инжекти-

руемого сигнала относительно собственных частот резонатора, отстройки от синхронизма и крутизны переднего фронта импульса накачки можно выяснить, исследуя простую модель ПГС в приближении взаимодействия плоских квазимонохроматических волн.

Рассмотрим в этом приближении задачу о возбуждении однорезонаторного ПГС инжекцией монохроматического сигнала, частота которого ω_s находится между собственными частотами ω_{10} и ω_{11} двух соседних мод резонатора. Поля резонансной (E_1) и нерезонансной (E_2) волн, а также волны накачки E_3 в нелинейном кристалле запишем в следующем виде:

$$E_i = e_i[A_i(z, t) \exp i(k_i z - \omega_{i0} t) + \text{компл. сопр.}]. \quad (1)$$

Здесь ω_{30} – частота накачки; $\omega_{20} = \omega_{30} - \omega_{10}$ – частота нерезонансной волны; k_i – соответствующие частотам ω_{i0} проекции волновых векторов на ось резонатора z . При таких обозначениях амплитуда падающего на входное зеркало резонатора инжектируемого сигнала

$$A_s(t) = m(\cos \Omega_s t - i \sin \Omega_s t), \quad (2)$$

где $\Omega_s = \omega_s - \omega_{10}$.

Амплитуды A_i и A_s будем считать нормированными так, что плотность потока фотонов соответствующих волн равна квадрату их модуля, умноженному на максимальную за время импульса плотность потока фотонов накачки n_p , пропорциональную пиковой интенсивности $I_p = n_p \hbar \omega_{30}$. В представляющих интерес случаях, рассмотрением которых мы ограничимся, ширина спектра возбуждающихся колебаний много меньше спектральной ширины синхронизма Δ_{12} резонансной волны. В этих случаях в уравнениях для амплитуд взаимодействующих в нелинейном кристалле волн их групповые скорости можно считать равными скорости резонансной волны v . В данном квазистатическом приближении взаимодействие волн будет, как известно, определяться двумя параметрами: волновой отстройкой от синхронизма $\Delta k = k_1 + k_2 - k_3$ и коэффициентом взаимодействия γ . При выбранной нормировке амплитуд $\gamma = \chi \sqrt{I_p}$, где χ – параметр нелинейности кристалла.

В квазистатическом приближении решение задачи о распространении волн в нелинейном кристалле сводится к решению известных (см., напр., [22]) нелинейных уравнений в обыкновенных производных для амплитуд $A_i(z, \tau)$, где $\tau = t - z/v$. При одинаковом затухании волн эти уравнения имеют аналитические решения, выражающиеся через функции Якоби [22]. Однако проще вычислять зависимость амплитуд $A_i(d, t)$ на выходе кристалла длиной d от амплитуд $A_i(t)$ на его входной поверхности, решая уравнения численными методами. Чтобы было наглядно видно, какие параметры определяют эти зависимости, запишем уравнения для $A_i(z, t)$ в интегральной форме, пренебрегая для простоты затуханием волн, учет которого не влияет на результаты анализа:

$$A_{1,2}(z, t) = A_{1,2}(\tau) + i\Gamma \int_0^\xi d\xi A_3(\xi d, \tau) A_{2,1}^*(\xi d, \tau) \exp(-i\xi A), \quad (3)$$

$$A_3(z, t) = A_3(\tau) + i\Gamma \int_0^\xi d\xi A_1(\xi d, \tau) A_2(\xi d, \tau) \exp(i\xi A).$$

Здесь $\zeta = z/d$; $\Gamma = \gamma d$ – параметр усиления; $\Delta = \Delta kd$ – отстройка от синхронизма.

В однорезонаторных ПГС на входной поверхности нелинейного кристалла $A_2(t) = 0$, поэтому, как следует из (3), амплитуда резонансной волны на выходной поверхности кристалла определяется величинами $A_1(t)$ и $|A_3(t)|$ в момент времени $t - d/v$ с помощью функции последования $U_1[A_1; |A_3|]$. Эта функция может быть определена либо аналитически (см., напр., [22]), либо численно непосредственно из уравнений (3):

$$A_1(d, t) = U_1[A_1(t - d/v); |A_3(t - d/v)|]. \quad (4)$$

В рассматриваемом случае фазовая модуляция интенсивности накачки трансформируется в модуляцию фазы нерезонансной волны и не влияет на возбуждение. Это позволяет считать $A_3(t)$ действительной величиной.

Ограничимся случаем, когда в резонаторе ПГС отсутствуют дисперсионные элементы. Без ограничения общности можно считать, что входное зеркало резонатора совпадает с входной поверхностью кристалла. Тогда, учитывая выбор начала отсчета сдвигов частот, уравнение для амплитуды $A_1(t)$ можно записать в следующем виде:

$$A_1(t) = (1 - R_0)^{1/2} A_s(t) + \sqrt{R} U_1[A_1(t_L); A_3(t_L)]. \quad (5)$$

Здесь R_0 – коэффициент отражения входного зеркала; $R = R_0 K$; $K \leq 1$ – коэффициент передачи в резонаторе; $t_L = t - T$; $T = L/v$ – время пробега резонансной волны через резонатор с оптической длиной L .

При создании ППП наиболее перспективным является применение резонаторов бегущей волны (в частности, трехзеркальных), у которых выходное зеркало совпадает с входным, а $K \approx 1$. Этот случай мы и будем рассматривать ниже, считая $K = 0.95$.

3. Анализ возбуждения

Некоторые общие выводы о возбуждении параметрической генерации можно сделать из анализа зависимости амплитуды резонансной волны на выходе кристалла от ее амплитуды A_1 на входной поверхности при постоянной амплитуде накачки $A_3(t) = 1$. На рис.1 для ряда характерных значений параметров Γ и Δ приведены зависимости функции передачи по амплитуде $V_1 = |U_1|$ и синуса набег фазы $\Delta\varphi_1$ резонансной волны при ее усилении (фазы функции U_1) от модуля A_1 .

Точки пересечения функции передачи с прямой $V_1 = |A_1|/R^{1/2}$ определяют, как известно, амплитуду стационарных колебаний при соответствующих R . Ломаная линия из стрелок, стремящаяся к этим точкам из начальной точки $V_1, A_1 \approx 0$, определяет установление амплитуды колебаний при мгновенном включении накачки. Для рассматриваемого вопроса о сдвиге частот при возбуждении генерации представляет интерес зависимость набег фазы $\Delta\varphi_1$ от амплитуды генерации при конечной волновой расстройке. Эта зависимость определяет изменение мгновенной частоты возбуждающихся колебаний: $\Delta\omega = \Delta\varphi_1/T$.

Как видно из рис.1, $\Delta\varphi_1$ слабо зависит от амплитуды возбуждающихся колебаний при $|A_1| < 1$, $\Gamma \geq 2$ и $\Delta \leq 6$. Эта зависимость может стать существенной лишь при близких к единице параметре усиления Γ и коэффициенте

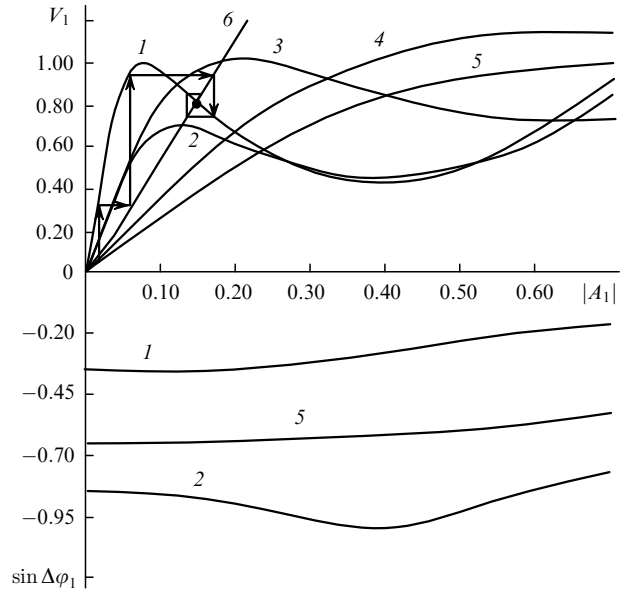


Рис.1. Зависимости от $|A_1|$ функции передачи V_1 и $\sin \Delta\varphi_1$ при $\Gamma = 4$ (1, 2), 3 (3–5) и $\Delta = 0$ (3, 4), 1 (1), 3 (5), 6 (2), а также прямая $V_1 = |A_1|/\sqrt{R}$ (6).

ослабления R . Следовательно, при импульсной накачке в представляющих интерес случаях $\Delta\varphi_1$ можно считать зависящим лишь от расстройки Δ и интенсивности накачки, т. е. $\Delta\omega$ можно определять по формуле, полученной в линейном по амплитуде генерируемых волн приближении:

$$\Delta\omega = \frac{\Delta\varphi_1}{T}, \quad \Delta\varphi_1 \approx -\frac{\Delta}{2} \left(1 - \frac{\tanh G}{G} \right), \quad (6)$$

$$G = \Gamma A_3 \left[1 - \frac{\Delta^2}{4(\Gamma A_3)^2} \right]^{1/2}.$$

Из (6) следует, что максимальный по модулю сдвиг частоты генерируемых колебаний будет иметь место в области максимума интенсивности накачки, а их спектр будет несимметрично расширен вследствие уменьшения $\Delta\varphi_1$ на фронтах импульса накачки.

Для оценки уширения спектра и определения представляющих интерес зависимостей уравнения (3)–(5) решались численно. Форма импульса накачки задавалась в виде

$$A_3(t) = \tanh^2 \frac{t}{T_f} \cos^2 \frac{\pi t}{4T_p} \quad \text{при } 0 < t < 2T_p,$$

$$A_3(t) = 0 \quad \text{при } t > 2T_p.$$

При $0 \leq t \leq T$ амплитуда $A_1(t)$ считалась равной амплитуде стационарного колебания в холодном резонаторе:

$$A_1(t) = m \frac{(1 - R_0)^{1/2} [(1 - \sqrt{R} \cos \varphi) + i\sqrt{R} \sin \varphi]}{1 - 2\sqrt{R} \cos \varphi + R} \times \exp(-i\Omega_s t). \quad (7)$$

Здесь T_p – длительность импульса накачки; T_f – длительность переднего фронта импульса накачки; $\varphi = 2\pi f_s$;

$f_s = \Omega_s T / 2\pi$ – отстройка частоты инжектируемого сигнала, измеряемая в единицах расстояния между соседними модами. Были получены зависимости от безразмерного времени $\eta = t/T$ мгновенного коэффициента преобразования $I_1(t) = R_0 |A_1(d, t)|^2$, а также величины

$$J_h(\eta) = \{ \cos[2\pi(f_s + f_0)\eta] \operatorname{Re} A_1(d, \eta) - \sin[2\pi(f_s + f_0)\eta] \operatorname{Im} A_1(d, \eta) \}.$$

Величину J_h будем называть сигналом промежуточной частоты, поскольку она пропорциональна переменной составляющей тока фотодетектора, на который падают часть генерируемого излучения и монохроматический сигнал гетеродина, сдвинутый по частоте относительно инжектируемого сигнала на $\Omega_0 = 2\pi f_0 / T$. Спектр J_h очевидным образом связан со спектром генерируемого излучения. Вычислим модуль спектра $J_h(\eta)$ и назовем его спектром сигнала $J_h(f)$. Отметим, что спектральная интенсивность пропорциональна квадрату этой величины.

На рис.2 приведены зависимости $I_1(\eta)$ и $J_h(\eta)$, иллюстрирующие сдвиг частоты и возникновение фазовой модуляции генерируемого излучения при конечной волновой расстройке. На рис.3 даны спектры амплитуды $J_h(\eta)$, вычисленные при некоторых значениях параметров Δ , Γ и f_s . Из приведенных зависимостей видно, что при сдвиге частоты генерации вследствие конечной волновой расстройки происходит несимметричное уширение спектра порядка десятков процентов от сдвига частоты $\Delta\omega$.

При нулевой волновой расстройке Δ и конечной отстройке Ω_s уширения спектра не происходит (см. рис.3). Если отстройка Ω_s достаточно мала по сравнению с межмодовым расстоянием ($|f_s| \leq 0.4$), колебания возбуждаются на частоте ω_{10} ближайшей моды. Случайные изменения частоты накачки или другие причины, например колебания температуры кристалла, приведут к малым изменениям отстройки Δ и, согласно (6), к малым сдвигам $\Delta\omega$ частоты генерации относительно ω_{10} . Соотношения (6) позволяют оценить необходимую стабильность частоты накачки и других параметров, приводящих к случайным изменениям $\Delta\omega$.

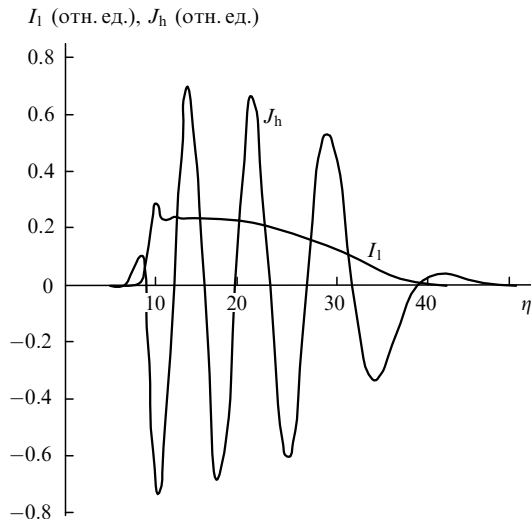


Рис.2. Зависимости $I_1(\eta)$ и $J_h(\eta)$ при $T_f/T = 4$, $T_p/T = 25$, $\Delta = 4$, $f_s = 0$, $m = 10^{-4}$.

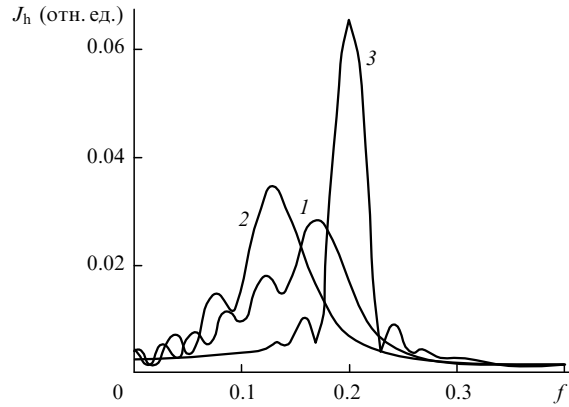


Рис.3. Спектры $J_h(f)$ при $T_f/T = 4$, $T_p/T = 25$, $f_0 = 0$, $m = 10^{-4}$ и $f_s = 0$ (1, 2) и 0.2 (3), $\Delta = 4$ (1, 2) и 0 (3), $\Gamma = 4$ (1) и 3 (2, 3).

При возрастании частотной отстройки f_s уменьшается эффективность возбуждения колебаний. Это уменьшение и его скорость существенно зависят от длительности переднего фронта импульса накачки T_f . Исследование этой зависимости проводилось при $T_p \rightarrow \infty$. Сначала при $f_s = 0$ и заданных T_f и амплитуде инжектируемого сигнала $m = 10^{-6} - 10^{-9}$ определялось время начала нелинейного режима t_{n0} . Затем при $f_s > 0$ амплитуда сигнала $m(f_s)$ подбиралась такой, чтобы время начала нелинейного режима $t_n(f_s)$ отличалось от t_{n0} не более чем на $T/2$. Полученные таким образом при некоторых значениях T_f зависимости эффективности возбуждения по амплитуде $M(f_s) = m/m(f_s)$ приведены на рис.4. Они слабо меняются при изменении параметра усиления Γ от 2 до 4 и коэффициента потерь R от 0.5 до 0.7. На рис.4 зависимости приведены для $\Gamma = 3$ и $R = 0.5$. Для некоторых значений параметров указаны лишь крайние точки при $f_s = 0.5$.

Из приведенных на рис.4 данных следует, что при параметре неадиабатичности $N_a = |f_s| T_f / T$, не превышающем единицы, эффективность возбуждения M меняется слабо. Уменьшение M происходит при этом вследствие как увеличения параметра N_a , так и зависимости амплитуды возбужденных перед приходом импульса накачки стационарных колебаний (7) от f_s . При дальнейшем увеличении параметра неадиабатичности эффективность

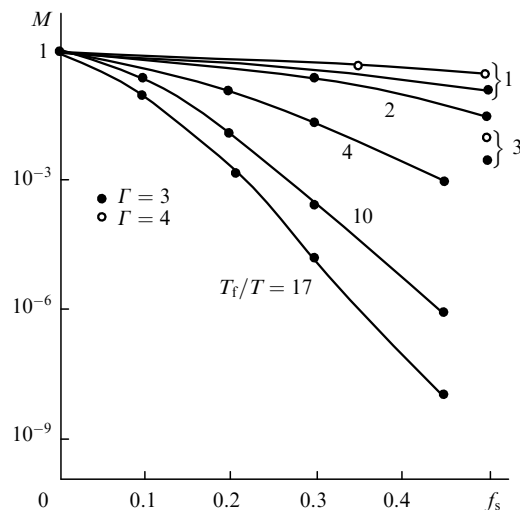


Рис.4. Зависимости эффективности возбуждения M от f_s при разных значениях T_f/T и Γ .

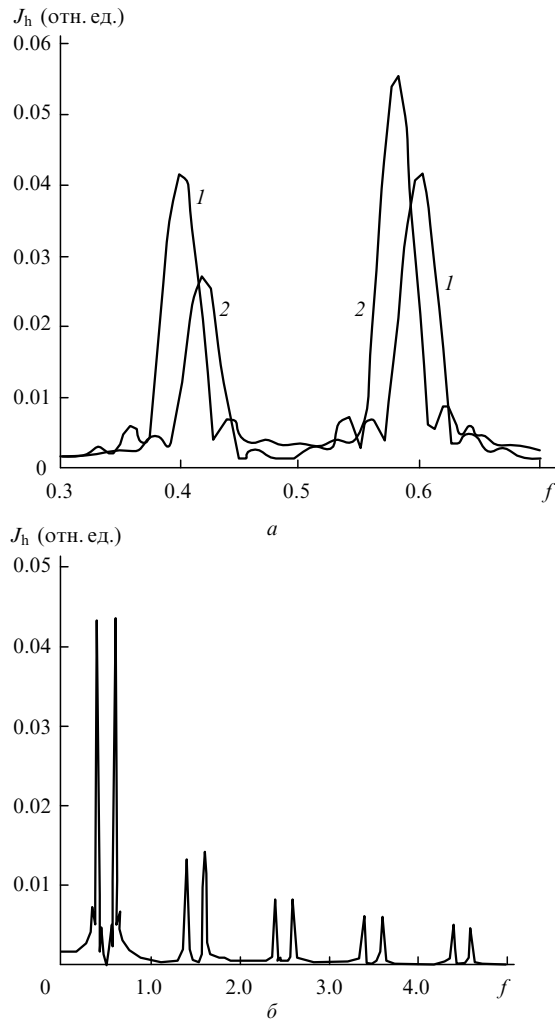


Рис.5. Спектры $J_h(f)$ при $\Gamma = 3$, $T_i/T = 2$, $T_p/T = 25$, $\Delta = 0$, $f_0 = 0.1$, $m = 10^{-4}$, $f = 0.5$ (1), 0.48 (2) (а) и 0.5 (б).

возбуждения быстро уменьшается из-за ослабления трансформации вынужденных колебаний в собственные колебания генератора.

По мере приближения частоты инжектируемого сигнала к середине межмодового интервала ω_{10} , ω_{11} , кроме колебаний на ближайшей к ω_s частоте начинают возбуждаться и колебания на частоте соседней моды ω_{11} . На нелинейном этапе развития генерации колебания интенсивности, которая пропорциональна $I_1(t)$, затухают в течение нескольких пробогов через резонатор аналогично тому, как это показано на рис.2, а колебания $J_h(t)$ становятся существенно несинусоидальными – квази-

Табл.1. Зависимость относительной интенсивности соседних мод $(A_{11}/A_{10})^2$ от параметров T_i/T , f и Γ .

f	Γ	$T_i/T = 1$	$T_i/T = 2$	$T_i/T = 4$
0.495	4	0.73	0.6	0.41
	3	0.7	0.56	0.26
0.49	4	0.58	0.4	0.21
	3	0.53	0.39	0.17
0.48	4	0.42	0.25	0.08
	3	0.36	0.21	$< 10^{-2}$
0.45	4	0.19	0.06	$< 10^{-2}$
0.4	4	0.06	$< 10^{-2}$	

риодическими с периодам, близким к $2T$ (при $f_0 \ll 1$). Это значит, что при возбуждении сначала двух соседних мод на нелинейном этапе вследствие их взаимодействия возбуждятся и другие моды (см. рис.5,б), так что фаза генерируемого излучения будет модулирована с межмодовой частотой. Из проведенных расчетов следует, что при этом основная доля энергии (не менее 75 %) сосредоточена на частотах ω_{10} и ω_{11} .

Такая близкая к двухчастотной генерация может быть использована для спектроскопии дифференциального поглощения, если относительная интенсивность на частотах ω_{10} и ω_{11} не очень сильно меняется в процессе измерений, а промежуточные частоты флуктуируют не более чем на ширину линии. При этом частота гетеродина должна отличаться от частоты ω_s на Ω_0 , превышающее ширину линии. Как следует из приведенных на рис.5 и в табл.1 данных, указанные требования выполняются при нестабильности положения частот резонатора ω_{10} и ω_{11} относительно ω_s лучше 1–2% от межмодового расстояния. Из приведенных в табл.1 и на рис.4 данных следует также, что для высокой эффективности возбуждения двухчастотного режима генерации и его большей стабильности необходимо применять импульсы накачки с крутым передним фронтом, длительность которого $T_i \approx (1 - 4)T$. Такие импульсы нетрудно сформировать либо с помощью ячеек Покеельса, либо в многопроходных усилителях с ВРМБ-зеркалом (см., напр., [23]).

4. Заключение

Проведенное рассмотрение показывает, что, применяя неадиабатическое возбуждение однорезонаторных ПГС с импульсной накачкой инжекцией монохроматического сигнала, можно возбуждать спектрально-ограниченные импульсы с частотой (частотами), сдвинутыми относительно частоты инжектируемого сигнала. Условием достижения предельно малой ширины линий возбуждаемой генерации и соответствующей стабильности их частоты является близость частот инжектируемого сигнала и излучения накачки к соответствующим частотам точного синхронизма. Так, для выполнения этого условия при возбуждении импульсов длительностью 20–40 нс (что соответствует предельной ширине спектра порядка 10^{-3} см^{-1}) ширина спектра и нестабильность частоты лазера накачки не должны превышать 10^{-1} см^{-1} . Такие значения параметров достигаются в современных лазерах.

Анализ проведен в приближении взаимодействия плоских волн. В реальных системах с конечными поперечными размерами взаимодействующих пучков сделанные выводы будут справедливы при возбуждении лишь основных продольных мод резонатора ПГС, поскольку при точном синхронизме отсутствует трансформация изменений интенсивности волн в изменения фазы генерируемых колебаний. Однако при недостаточном согласовании поперечной структуры инжектируемого сигнала со структурой мод резонатора ПГС вследствие неадиабатичности процесса будут возбуждаться и высшие поперечные моды, что может привести к расширению спектра генерации и к уменьшению стабильности ее частоты. Для устранения этого эффекта необходимо применять ПГС с высокой степенью подавления возбуждения высших поперечных мод. Разработка таких ПГС с высокой энергией импульсов и высоким КПД является самостоя-

тельной задачей, которая может быть решена в процессе дальнейших исследований.

Работа выполнена при поддержке Государственной программы «Ведущие научные школы» (грант № 96-15-96594) в процессе подготовки Проекта МНТЦ № 1907.

1. Bjorkholm J.E., Danielmeyer H.G. *Appl.Phys.Letts*, **15**, 171 (1969).
2. Smith R.G. *J.Appl.Phys.*, **41**, 4121 (1970).
3. Brosnan S.J., Byer R.L. *IEEE J.Quantum Electron.*, **15**, 415 (1979).
4. Baumgartner R.A., Byer R.L. *IEEE J.Quantum Electron.*, **15**, 433 (1979).
5. Casedy E.S., Jain M. *IEEE J.Quantum Electron.*, **15**, 1290 (1979).
6. Fix A., Wallenstein R. *J.Opt.Soc.Amer.B*, **13**, 2484 (1996).
7. Hovde D.C., Timmermans J.H., Scoles G., Lehmann K.K. *Optics Comms*, **86**, 294 (1991).
8. Raymond T.D., Alford W.J., Smith A.V., Bowers M.S. *Optics Letts*, **19**, 1520 (1994).
9. Smith A.V., Alford W.J., Raymond T.D., Bowers M.S. *J.Opt.Soc.Amer.B*, **12**, 2253 (1995).
10. Armstrong D.J., Alford W.J., Raymond T.D., Smith A.V., Bowers M.S. *J.Opt.Soc.Amer.B*, **14**, 460 (1997).
11. Smith A.V., Gehr R.J., Bowers M.S. *J.Opt.Soc.Amer.B*, **16**, 609 (1999).
12. Alford W.J., Gehr R.J., Schmitt R.L., Smith A.V., Arisholm G. *J.Opt.Soc.Amer.B*, **16**, 1525 (1999).
13. Myers L.E., Bosenberg W.R. *IEEE J.Quantum Electron.*, **33**, 1663 (1997).
14. Powers P.E., Kulp T.J., Bisson S.E. *Optics Letts*, **23**, 159 (1998).
15. Klein M.E., Lee D.H., Meyn J.P., Beier B., Boller K.J., Wallenstein R. *Optics Letts*, **23**, 831 (1998).
16. Edwards T.J., Turnbull G.A., Dunn M.H., Ebrahimzadeh M., Karlsson H., Arvidsson G., Laurell F. *Optics Letts*, **23**, 837 (1998).
17. Lindsay I.D., Turnbull G.A., Dunn M.H., Ebrahimzadeh M. *Optics Letts*, **23**, 1889 (1998).
18. Stothard D.J.M., Ebrahimzadeh M., Dunn M.H. *Optics Letts*, **23**, 1893 (1998).
19. Самохвалов И.В., Копытин Ю.Д., Ипполитов И.И. и др. *Лазерное зондирование тропосферы и подстилающей поверхности* (Новосибирск, Наука, 1987).
20. Pasmanik G.A., Shklovsky E.J., Freidman G.I., Lozhkarev V.V., Matveyev A.Z., Shilov A.A., Yakovlev I.V., Peterson D.G., Partin J. *Proc.SPIE*, **3065**, 286 (1997).
21. Pasmanik G.A., Matveyev A.Z., Peterson D.G., Shilov A.A., Yakovlev I.V. *Proc.SPIE*, **3263**, 74 (1998).
22. Бломберген Н. *Нелинейная оптика* (М., Мир, 1966).
23. Palashov O.V., Khazanov E.A., Andreev N.F. *Opt.Engng*, **39**, 1536 (2000).