

УДК 621.378.001

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ УСИЛЕНИЕ И ГЕНЕРАЦИЯ СВЕТА

М. М. Сущик, В. М. Фортус, Г. И. Фрейдман

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	631
1. ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛОСКИХ МОНОХРОМАТИЧЕСКИХ ВОЛН	633
Характеристики параметрического усилителя света	634
Самовозбуждение параметрических генераторов света	636
О частотном и угловом спектрах ПГС при импульсной накачке	637
Нелинейный режим работы ПГС	639
2. ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВОЛНОВЫХ ПАКЕТОВ	642
Формирование субпикосекундных импульсов при вырожденном взаимодействии	643
Уравнения для амплитуд волновых пакетов при невырожденном взаимодействии	644
Взаимодействие при одинаковом направлении групповых скоростей усиливаемых волн относительно оси пучка накачки	644
Параметрическое усиление при совпадении направления групповой скорости одной из волн с направлением групповой скорости волны накачки	646
Усиление при выполнении условий пространственного захвата волн излучением накачки	647
О приближенных методах исследования параметрического взаимодействия волновых пакетов	649
О параметрическом усилении двумерных волновых пакетов	651
О возможностях наблюдения особенностей параметрического взаимодействия волновых пакетов	652
3. ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРЫ ПУЧКА НАКАЧКИ НА ПРОЦЕССЫ САМОВОЗБУЖДЕНИЯ ПГС	654
Оптимальная фокусировка накачки в ПГС с малым параметром усиления	654
Параметрический генератор с обратной связью по одной из взаимодействующих волн	657
4. О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ВОЛН В ПГС ПРИ НЕМОНОХРОМАТИЧЕСКОЙ НАКАЧКЕ	659
Синхронизация мод ПГС при малом параметре усиления	659
Синхронизация мод ПГС при большом параметре усиления	661
Процессы самовозбуждения ПГС при случайных фазах мод накачки	662
5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПГС	663
ПГС с непрерывной накачкой	663
Результаты исследований ПГС при импульсной накачке	664

ВВЕДЕНИЕ

Одним из следствий нелинейной зависимости поляризации вещества от напряженностей электромагнитного поля является параметрическое взаимодействие световых волн [1-3]. При таком взаимодействии эффективность передачи энергии от падающей на систему мощной световой волны к световым колебаниям, возникающим из слабых сигналов, зависит от фазовых соотношений взаимодействующих полей, от величин и направлений относительных групповых скоростей, а также от размеров взаимодействующих волновых пакетов.

Параметрические взаимодействия световых волн возможны как в средах с квадратичной нелинейностью, так и в средах, в которых существенна нелинейность более высокого порядка. В последнем случае они связаны также с процессами самовоздействия световых волн, с их

взаимодействиями, не зависящими от фазовых соотношений, например, вынужденным комбинационным рассеянием, и процессами изменения разностей населенностей уровней вещества (см., например, [1–5]).

Наиболее перспективными для создания параметрических генераторов света (ПГС) с перестраиваемой в широком диапазоне несущей частотой являются, по-видимому, трехволновые параметрические взаимодействия в прозрачной среде с квадратичной нелинейностью. Результатам их исследования и посвящен настоящий обзор.

Не будем останавливаться подробно на свойствах известных кристаллов с квадратичной нелинейностью. Отметим только, что наиболее перспективными для создания ПГС являются, по всей вероятности, KDP [6, 7], ADP [8], ниобат лития [9], Ba₂Nb₅O₁₅ [10], прустит [11], теллур [12], LiJO₃ [13]. Кривые, характеризующие перестройку для ПГС с некоторыми из этих кристаллов, приведены в работах [14–20]. В работах [21] исследована перестройка за счет эффекта Поккельса. В обзоре почти не затрагиваются результаты исследования квантовых эффектов при параметрическом взаимодействии, т. е. явление параметрической люминесценции (по этому вопросу см., например, [22–24]). Основное внимание уделено рассмотрению результатов исследований параметрического взаимодействия световых волн, пучков и импульсов в классическом приближении, позволяющих глубже понять процессы в параметрических усилителях и генераторах света*. В обзор включены работы, появившиеся примерно после 1966 г., результаты которых не освещены в обзорах [16, 18].

Прежде чем переходить к изложению материала, напомним, что при теоретическом исследовании параметрического взаимодействия световых волн, пучков и импульсов в среде с квадратичной нелинейностью можно исходить из уравнений квазиоптики для трех квазигармонических волн в слабоанизотропной прозрачной среде. Поле будем искать в виде суперпозиции поля накачки E_3 и полей E_1 , E_2 двух параметрически усиливаемых волн, распространяющихся вдоль оси z :

$$E = \sum_{i=1}^3 \{e_i E'_i(t, r) \exp[-i(\omega_i^0 t - k_i^0 z)] + \text{к. с.}\}. \quad (1)$$

Частоты ω_i^0 и волновые числа k_i^0 удобно выбрать так, чтобы они удовлетворяли условию скалярного синхронизма при распространении волн вдоль оси z :

$$\omega_1^0 + \omega_2^0 = \omega_3^0, \quad k_1^0 + k_2^0 = k_3^0. \quad (2)$$

Целесообразно также ввести безразмерные амплитуды, квадраты модулей которых пропорциональны плотности потока числа квантов:

$$E_i(t, r) = \sqrt{\sigma_3 \sigma_i^{-1}} E_0^{-1} E'_i(t, r),$$

здесь $\sigma_i = K \omega_i / n_i$, $K = (2\pi/c^2) (\hat{e}_3 \hat{\chi}(\omega_1, \omega_2) : \hat{e}_1 \hat{e}_2)$, $\hat{\chi}(\omega_1, \omega_2)$ — тензор нелинейной восприимчивости третьего ранга, $n_i = n_i(\omega_i^0)$ — показатель преломления i -й волны, E_0 — максимальная амплитуда волны накачки. Уравнения квазиоптики для амплитуд можно записать в виде [25]

* Эти результаты могут быть полезны и при исследовании параметрического взаимодействия световых волн с поляритонами (см., например, [3, 82–84]). Однако при этом необходимо учитывать, что поляритоны имеют сравнительно малую частоту, фазовую и групповую скорости и большое затухание.

$$s_{1,2} \frac{\partial E_{1,2}}{\partial t} + (\beta_{1,2} \nabla) E_{1,2} + \alpha_{1,2} E_{1,2} - \frac{i}{2k_{1,2}^0} \Delta_{\perp} E_{1,2} - i \frac{v'_{1,2}}{2v_{1,2}^2} \frac{\partial^2 E_{1,2}}{\partial t^2} = \\ = i\gamma_0 E_3 E_{2,1}^*, \quad (3)$$

$$s_3 \frac{\partial E_3}{\partial t} + (\beta_3 \nabla) E_3 + \alpha_3 E_3 - \frac{i}{2k_3^0} \Delta_{\perp} E_3 - i \frac{v'_3}{2v_3^2} \frac{\partial^2 E_3}{\partial t^2} = i\gamma_0 E_1 E_2,$$

где $s_i = 1/|\mathbf{v}_i|$ — величина лучевого вектора, α_i — коэффициент затухания, β_i — единичный вектор вдоль направления групповой скорости \mathbf{v}_i , соответствующей волне; $v'_i = \frac{d|\mathbf{v}_i|}{d\omega}$; $\gamma_0 = \sqrt{\sigma_1 \sigma_2} E_0$ — максимальное значение коэффициента взаимодействия волн, который часто бывает удобным выражать через максимальную плотность мощности волны накачки: $\gamma_0 = \chi \sqrt{S_0}$. В случае вырожденного взаимодействия, когда с полем излучения накачки взаимодействует одна волна с частотой $\omega_1^0 = \omega_3^0/2$, изменение ее амплитуды E_1 определяется уравнениями (3) при $E_2 = E_1$, $\sigma_1 = \sigma_2 = 2K\omega_1^0/n_1$.

Поскольку на длинах порядка 1 см дисперсионное расплывание оказывается лишь при характерном времени изменений амплитуд порядка 10^{-13} сек (см., например, [26]), будем пренебрегать слагаемыми $\frac{v'_i}{2v_i^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}$.

При взаимодействиях волн в одноосном кристалле, рассмотрением которых мы ограничимся, можно считать, что $\beta_i = z_0 + \beta_i x_0$, где β_i — угол двулучепреломления i -й волны, а плоскость zx (плоскость угла θ) проходит через оптическую ось кристалла. При этом для определенности будем рассматривать отрицательные кристаллы, в которых, как известно [6, 7, 1, 3], условия синхронизма (2) могут выполняться либо при взаимодействии двух обычных волн с необычной волной накачки (взаимодействие $oo - e$), либо одной обычной и одной необычной волны (если не оговорено противное, будем обозначать их индексом 1 и 2 соответственно) с необычной волной накачки (взаимодействие $oe - e$).

1. ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛОСКИХ МОНОХРОМАТИЧЕСКИХ ВОЛН

Рассмотрение параметрического взаимодействия в приближении взаимодействия плоских монохроматических волн позволяет получить перестроочные характеристики и условия самовозбуждения ПГС, представление о структуре их углового и частотного спектров излучения при импульсной накачке, а также представления о стационарных состояниях ПГС и процессах их установления.

В первых работах [27—30], посвященных параметрическим взаимодействиям световых волн в резонаторах, исследования в таком статическом приближении проводились по сути дела при дополнительных предположениях о малости частотной и волновой расстроек, а также малости потерь в резонаторе ПГС*. В работе [31] характеристическое уравнение

* Следует, однако, отметить, что в работах [28, 29] были высказаны предположения о возможности параметрической генерации в системе с векторным взаимодействием и обратной связью только по одной волне.

для возбуждающихся в ПГС колебаний, а для основных случаев и их инкременты, были получены без указанных ограничений. Остановимся на результатах [31] сравнительно подробно, поскольку они позволяют с единой точки зрения строго рассмотреть условия самовозбуждения при различных величинах потерь в резонаторе, структуру углового спектра излучения ПГС при импульсной накачке, а также вопросы, связанные с плавностью перестройки частоты генерации [32] и ее стабильностью [33]. Такой точный анализ показывает, в частности, что вследствие усреднения групповых скоростей усиливаемых волн в области взаимодействия расстояние между так называемыми кластерами [15] в спектре излучения ПГС при определенных условиях может в два раза отличаться от расстояния, вычисленного [34] на основе рассуждений, приведенных в работе [15].

Исследование процесса усиления плоских волн при последовательном прохождении двух областей взаимодействия, разделенных линейной средой, в которой групповые скорости волн различны, позволило сделать вывод о возможности селекции частотного и углового спектров излучения в ПГС с двукратным прохождением волнами области взаимодействия [35, 36]. По-видимому, аналогичный механизм селекции спектра должен быть существенным и в предложенных в работах [37, 34, 29] системах с многократным прохождением волн области взаимодействия.

Нелинейный режим работы параметрических усилителей в статическом приближении довольно подробно рассмотрен еще в работах [13, 38–40] в предположении одинаковых коэффициентов поглощения волн. Зависимость эффективности преобразования ПГС в стационарном режиме от параметров системы удается получить для генераторов с резонатором бегущей волны [41–43], генератора с обратной связью по одной из волн [31, 41–43], для генератора с обратной связью для всех трех волн* [81] и для генератора при вырожденном взаимодействии [44, 45]. В некоторых случаях можно выяснить влияние частотной и волновой расстройки на стационарный режим, а также исследовать его устойчивость относительно амплитудных и фазовых возмущений [31, 41–45].

Характеристики параметрического усилителя света. Хотя свойства параметрического усилителя в приближении плоских волн хорошо известны [1, 3], остановимся на некоторых результатах сравнительно подробно, поскольку они оказываются полезными при анализе различных процессов в реальных параметрических усилителях и генераторах. Выберем направление нормали к поверхности кристалла за ось z , тогда при распространении волны накачки с частотой $\omega_3 = \omega_3^0 + \Omega$ и волновым вектором $\mathbf{k}_3 = \mathbf{k}_3^0 \mathbf{z}_0 + \mathbf{q}_3$ взаимодействовать с ней будут пары волн с частотами $\omega_1 = \omega_1^0 + \Omega$, $\omega_2 = \omega_2^0 + \Omega_2$ ($\Omega_2 = \Omega_3 - \Omega$) и поперечными составляющими волновых векторов $\mathbf{q}_{1\perp}$ и $\mathbf{q}_{2\perp} = \mathbf{q}_{3\perp} - \mathbf{q}_{1\perp}$:

$$E_1 = A_1(z) \exp[-i(\Omega t - \mathbf{q}_{1\perp} \mathbf{r})], \quad E_2 = A_2^*(z) \exp[-i(\Omega_2 t - \mathbf{q}_{2\perp} \mathbf{r})]. \quad (1.1)$$

Амплитуды $A_{1,2}(z)$ легко выражаются через амплитуды $E_{1,0}$, $E_{2,0}$ волн на входе в кристалл, если пренебречь затуханием накачки:

$$\begin{aligned} A_1(z) &= \left\{ E_{1,0} \left[\operatorname{ch}(\Lambda z) + i \frac{\Delta k}{2\Lambda} \operatorname{sh}(\Lambda z) \right] + i E_{2,0}^* \gamma_0 \frac{1}{\Lambda} \operatorname{sh}(\Lambda z) \right\} \exp(i \bar{q}_z z), \\ A_2(z) &= \left\{ E_{2,0}^* \left[\operatorname{ch}(\Lambda z) - i \frac{\Delta k}{2\Lambda} \operatorname{sh}(\Lambda z) \right] - i E_{1,0} \gamma_0 \frac{1}{\Lambda} \operatorname{sh}(\Lambda z) \right\} \exp(i \bar{q}_z z), \end{aligned} \quad (1.2)$$

* В работе [81] рассмотрены как обычная схема ПГС, так и схема, в которой нелинейный кристалл расположен непосредственно в резонаторе лазера.

$$\Delta = \gamma_0(1 - \Delta k^2/4\gamma_0^2)^{1/2}, \quad \Delta k = q_{1z} + q_{2z}^* - q_{3z},$$

$$\bar{q}_z = (q_{1z} - q_{2z}^* + q_{3z})/2.$$

Здесь приращения продольных составляющих волновых векторов взаимодействующих волн q_{iz} связаны с изменениями поперечных составляющих $q_{i\perp}$ и частот Ω_i , соотношениями $q_{iz} = s_i \Omega_i - \beta_i q_{ix} - \frac{q_{i\perp}^2}{2k_i^0} + ia_i$.

Для дальнейшего существенно, что инкремент волн с заданными частотами максимален вдоль направлений, образующих конуса синхронизма, которые определяются уравнением $\Delta k = 0^*$. Это уравнение удобно записать, введя углы распространения первой волны $\theta = q_{1x}/k_1^0$ и $\varphi = q_{1y}/k_1^0$:

$$\left(\theta - \frac{\bar{k}\beta_2}{2k_1^0}\right)^2 + \varphi^2 = \left(\frac{\bar{k}\beta_2}{2k_1^0}\right)^2 - \frac{\bar{k}}{k_1^0} \Delta s_{12} \Omega, \quad (1.3)$$

где $\bar{k} = 2k_1^0 k_2^0 / (k_1^0 + k_2^0)$, $\Delta s_{12} = s_1 - s_2$. В случае взаимодействия $oe-e$ оси конусов синхронизма совпадают с направлением волнового вектора накачки, а в случае взаимодействия $oe-e$ — направлены под углом $\theta_{1,2} = \pm (\bar{k}/k_{1,2}^0)(\beta_2/2)$ к вектору k_3 .

При анализе параметрических взаимодействий часто удобно пользоваться следующими параметрами: скоростью изменения частоты синхронизма при изменении угла $\Omega' = \left| \frac{d\Omega}{d\theta} \right|_{\varphi=0} = k_1^0 \frac{1}{|\Delta s_{12}|} \left| \beta_2 + 2 \frac{k_1^0}{\bar{k}} \theta \right|$, полушириной полосы синхронизма $\delta\Omega = 2\gamma_0/|\Delta s_{12}|$, $\delta\theta = (\bar{k}|\beta_2|/2k_1^0) \times \times \{[1+8\gamma_0/(\bar{k}\beta_2^2)]^{1/2}-1\}$, $\delta\varphi = (\bar{k}/k_1^0) \sqrt{2\gamma_0/\bar{k}}$ по частоте, углам θ и φ соответственно (здесь $\beta_2 = (\beta_2 - \theta k_1^0/\bar{k})$). Примерные значения этих параметров для некоторых характерных случаев приведены в табл. 1 при $\gamma_0 = 1$

Таблица 1

Значения характерных параметров параметрического усилителя при скалярном взаимодействии**

Кристалл, тип взаимодействия, длина волны накачки, величины s_3 и γ_0	θ_0	$\lambda_1(\text{мк})$	$\lambda_2(\text{мк})$	$\Delta s_{12} \cdot 10^{-10}$ (сек \cdot см $^{-1}$)	$\delta\Omega(2\pi c)^{-1}$ (см $^{-1}$)	$\Omega' \cdot 10^{-1}$ см $^{-1} \cdot$ мин	$\delta\theta$	$\delta\varphi$
KDP, $oe-e$, $\lambda_3 = 0,53 \text{ мк}$ $s_3 = 5 \cdot 10^{-11} \text{ сек} \cdot \text{см}^{-1}$ $\gamma_0 = 0,05 \sqrt{S_0 [M\text{вт} \cdot \text{см}^{-2}]}$	59°	1,06	1,06	-0,0125	8	4	2'	14'
LiNbO ₃ , $oe-e$, $\lambda_3 = 0,53 \text{ мк}$ $s_3 = 7,7 \cdot 10^{-11} \text{ сек} \cdot \text{см}^{-1}$ $\gamma_0 = 0,3 \sqrt{S_0 [M\text{вт} \cdot \text{см}^{-2}]}$	81°49' 74°29' 55°40' 49°12' 46°8'	1,06 0,853 0,682 0,644 0,6215	1,06 1,4 2,4 3 3,6	0 0,018 0,07 0,09 0,11	5,5 1,4 1,4 1,1 0,9		14' 8,5' 7' 6' 5,3'	14' 8,5' 7' 6' 5,3'

* Для определенности ниже будем говорить о частоте и направлении распространения первой волны, а также положим $\Omega_3 = 0$, $q_3 = 0$.

** Расчет проведен на основании данных, приведенных в работе [17].

Самовозбуждение параметрических генераторов света. Введение обратной связи между входом и выходом параметрического усилителя может привести к самовозбуждению колебаний. Характеристическое уравнение для инкрементов p и частот Ω мод генератора легко получить, учитывая формулы преобразования амплитуд в нелинейном кристалле (1.2) и граничные условия на зеркалах. Для систем с одной областью взаимодействия генерируемых волн с прямым излучением накачки, на которых мы остановимся, это уравнение имеет вид

$$1 + \sqrt{R_1 R_2} \exp[2i(\Delta_1 - \Delta_2)] - \sqrt{R_1} \frac{h^{(-)} e^{\Lambda d} - h^{(+)} e^{-\Lambda d}}{h^{(-)} - h^{(+)}} \exp(2i\Delta_1) - \\ - \sqrt{R_2} \frac{h^{(+)} e^{\Lambda d} - h^{(-)} e^{-\Lambda d}}{h^{(+)} - h^{(-)}} \exp(-2i\Delta_2) = 0. \quad (1.4)$$

Здесь $R_{1,2} = r_{1,2}^2 \exp[2d[(\alpha_1 + \alpha_2)/2 + \alpha_{1,2}]]$ — коэффициенты передачи системы по мощности, которые зависят от коэффициентов передачи цепей обратной связи $r_{1,2}$ и поглощения волн в области взаимодействия длиной d на прямом и обратном проходе; $h^{(\pm)} = (1/\gamma_0)(-\Delta k/2 \mp i\Lambda)$. Величины $2\Delta_{1,2}$ при $p = 0$ имеют смысл сдвига фаз усиливаемых волн при прохождении замкнутого пути в резонаторе относительно фаз волн с частотами, равными ближайшим к частотам скалярного ($q_\perp = 0$) синхронизма собственным частотам $\omega_{1,2}^0$ «холодного» резонатора. Их удобно записать в виде

$$2\Delta_{1,2} = 2\bar{\Delta}_{1,2} \pm 2\tilde{s}_{1,2}L(\Omega \pm ip), \quad 2\bar{\Delta}_{1,2} = 2\Delta_{1,2}^0 - \frac{\beta_2 d}{2} q_{1x} - L \frac{q_{1\perp}^2}{\tilde{k}_{1,2}}, \quad (1.5)$$

где

$$-\pi < 2\Delta_{1,2}^0 = \oint [k_{1,2}^0(z) - \bar{k}_{1,2}^0(z)] dz < \pi, \\ \frac{1}{\tilde{k}_{1,2}} = \left(\frac{1}{k_{1,2}^0} \pm \delta \frac{1}{k} \right) \frac{d}{2L} + \frac{1}{k_{1,2}^{(n)}} \frac{L-d}{L},$$

$\delta k^{n+1} = (1/2)(1/k_1^0 - 1/k_2^0)$, L — длина резонатора, $\bar{s} = (1/2)(s_1 + s_2)$, $\tilde{s}_{1,2} = [(\bar{s} + s_{1,2})d/2L + s_{1,2}^{(n)}(L-d)/L]$, $s_{1,2}^{(n)}$ и $k_{1,2}^{(n)}$ — величины лучевых векторов и волновых чисел в линейной среде, которые мы будем считать равными $1/c$ и $k_{1,2} = \omega_{1,2}^0/c$. Инкременты находятся точно в трех случаях, рассмотрением которых мы и ограничимся.

Если $\Delta = \operatorname{Re}(\Delta_1 + \Delta_2)$ можно считать равным πm (т. е. частотная расстройка $\delta_m = \Delta - \pi m$ равна нулю) и пренебречь волновой расстройкой Δk , то инкремент мод генератора и пороговое значение параметра усиления $\Gamma = \gamma_0 d$ определяются при произвольных соотношениях между коэффициентами передачи $R_{1,2}$:

$$pT = \ln[K \pm [K^2 - V R_1 R_2]^{1/2}],$$

$$K = \frac{1}{2} \left[(\sqrt{R_1} + \sqrt{R_2}) \operatorname{ch}(\Lambda d) - \frac{(\alpha_1 - \alpha_2)}{2\Lambda} (\sqrt{R_1} - \sqrt{R_2}) \operatorname{sh}(\Lambda d) \right]; \quad (1.6a)$$

$$\Gamma_{\text{пор}} = \operatorname{arcsinh} \frac{\sqrt{(1-R_1)(1-R_2)}}{\sqrt{R_1} + \sqrt{R_2}} \quad \text{при } \alpha_1 = \alpha_2. \quad (1.6b)$$

Здесь T — среднее значение времени пробега волн в резонаторе по замкнутому пути. На рис. 1 показаны графики зависимостей (1.6 б).

При произвольных значениях частотной и волновой расстройки и $R_1 = R_2 = R$ инкременты p_m и частоты $\omega_m = \omega_1^0 + \Omega_m$ мод генератора определяются соотношениями*

$$p_m T = \ln [\sqrt{R} (|W_m| \pm \sqrt{W_m^2 - 1})], \quad \Omega_m = (\pi m/T) - (\bar{\Delta}_1 - \bar{\Delta}_2)/T, \quad (1.7)$$

$$|W_m| = |\operatorname{ch}(\Lambda d) \cos \Delta_m - (\Delta k/2\Lambda) \operatorname{sh}(\Lambda d) \sin \Delta_m|, \quad \Delta_m = \Delta(\Omega_m).$$

В системе с обратной связью по одной из волн ($R_2 = 0$) инкременты, естественно, не зависят от частотной расстройки δ_m :

$$p_m T = \ln \{ \sqrt{R_1} \operatorname{ch}(\Lambda d) [1 + (\Delta k^2/4\Lambda^2) \operatorname{th}^2(\Lambda d)]^{1/2} \}. \quad (1.8)$$

Частоты мод генератора $\omega_{1,2}^0 \pm \Omega_m$ определяются при этом из уравнения

$$\operatorname{tg} \left\{ 2 \left[\Delta_1 + \left(\tilde{s}_1 L - \frac{\Delta s_{1,2} d}{2} \right) \Omega_m \right] \right\} = - \frac{\Delta k}{2\Lambda} \operatorname{th}(\Lambda d) \quad (1.9)$$

и почти совпадают с собственными частотами «холодного» резонатора.

Не останавливаясь подробно на вопросе о плавности перестройки и стабильности частоты, заметим только, что вследствие нечувствительности к частотной расстройке инкрементов мод генератора с обратной связью по одной волне нестабильность его частот (точнее, частот наилучше быстро нарастающих колебаний)

$$\Delta \Omega_1 = \frac{\Delta s_{3,2}}{\Delta s_{1,2}} \Delta \Omega_3 \quad \text{и} \quad \Delta \Omega_2 = - \frac{\Delta s_{3,1}}{\Delta s_{1,2}} \Delta \Omega_3 \quad (\Delta s_{ik} = s_i - s_k)$$

того же порядка, что и нестабильность частоты накачки $\Delta \Omega_3$, в то время как в генераторе с обратной связью по обеим волнам $\Delta \Omega_{1,2}$ может примерно в $s_3/|\Delta s_{1,2}|$ раз превосходить $\Delta \Omega_3$.

О частотном и угловом спектрах ПГС при импульсной накачке. Конечная ширина спектра излучения ПГС при накачке импульсами, конечной длительности $2T_n$ связана, в основном, с тем, что вследствие сравнительно большого превышения мощности накачки над пороговым значением из-за флюктуаций начинает возбуждаться большое число мод. Зависимость интенсивности излучения мод от времени на линейном участке развития генерации будет мало отличаться от зависимости, полу-

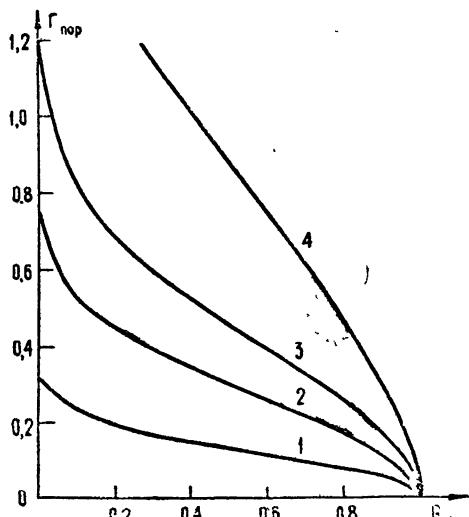


Рис. 1. Зависимость порогового значения коэффициента усиления $\Gamma_{\text{пор}}$ от R_1 :

1) $R_2=0,9$; 2) $R_2=0,6$; 3) $R_2=0,3$; 4) $R_2=0$.

* Для уменьшения громоздкости выражений мы будем иногда пренебрегать разностью коэффициентов поглощения волн в области взаимодействия. В этих случаях, не оговариваясь, будем писать коэффициент поглощения α без индекса. Кроме того, надо учесть, что $m = 2n$ при $|W_m| > 0$, $m = 2n + 1$ при $|W_m| < 0$. В области параметров, где $|W_m| < 1$, выражение (1.7) несправедливо; при этом существуют только затухающие колебания с декрементом $p_m = \ln \sqrt{R}$.

ченной для простейшей модели ПГС (см., например, [46]). Поэтому для определяющего спектр излучения отношения числа фотонов моды N_m в момент t_c , близкий к моменту установления стационарного значения интенсивности, к числу фотонов N_0 в наиболее добротной моде можно написать выражение

$$N_m/N_0 = \exp(-2\Gamma_c \tilde{\delta}p_m). \quad (1.10)$$

Здесь значение параметра усиления $\Gamma_c = \int_0^{t_c} p_0(\tau) d\tau$ за время t_c определяется интенсивностью квантовых шумов и числом фотонов $N_0(t)$ в нулевой моде, при котором начинает сказываться обратное действие поля мод на излучение накачки: $\Gamma_c = (1/2)\ln(2N_0(t_c))$. Эта величина слабо зависит от формы импульса накачки и равна примерно 10—20*.

Величина $\tilde{\delta}p_m = (1/p_0) \int_0^{t_c} (p_0 - p_m) d\tau$ равна примерно $\delta p_m = (p_0 - p_m)/p_0$ — относительной величине разности между инкрементами p_0 и p_m .

Как видно из (1.8), (1.10), в генераторе с обратной связью только по одной из волн будут возбуждаться моды, которые в каждом направлении излучают набор частот, лежащих в полосе, центр которой совпадает с соответствующей этому направлению частотой синхронизма. Полуширина полосы $\Delta\Omega$ зависит от превышения над порогом и может быть легко вычислена из (1.8), (1.10). Например, при $\Gamma > 1$

$$\Delta\Omega = \frac{\delta\Omega}{V\Gamma_c} \left(1 - \frac{\Gamma_{\text{пор}}}{\Gamma}\right)^{1/2}. \quad (1.11)$$

Поскольку $\Gamma_c \approx 20$, ширина полосы генерации в данном направлении примерно в 4 раза меньше ширины полосы синхронизма $\delta\Omega$.

Из (1.7) следует, что максимальные инкременты в ПГС с резонатором на обе волны ($R_1 = R_2 = R$) будут иметь моды, для которых одновременно малы как частотная, так и волновая расстройка, т. е. моды, частоты $\Omega_m(q_{11})$ и определяющие направления излучения вектора q_{11} , которых близки к значениям Ω_M, q_M , удовлетворяющим соотношениям $\Delta k(\Omega_M, q_M) = 0$, $\operatorname{Re}\Delta(\Omega_M, q_M) = \pi M$ ($M = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$). В плоскости углов (θ, φ) концы векторов q_M при $\Omega_M = \text{const}$ лежат на пересечении окружностей синхронизма (1.4) с окружностями нулевой частотной расстройки:

$$\left(\theta + \frac{d\tilde{k}\beta_2}{4Lk_1^0}\right)^2 + \varphi^2 = \frac{1}{(k_1^0)^2} \left[\frac{d^2\tilde{k}^2\beta_2^2}{16L^2} + \tilde{\Delta s}_{12}\tilde{k}\Omega + \frac{\tilde{k}}{L} (\Delta^0 + \pi M) \right]. \quad (1.12)$$

При взаимодействии $oe-e$ центры окружностей синхронизма и нулевой частотной расстроек не совпадают. Поэтому определенному значению частоты соответствует конечное число их пересечений. Однако в каждой фиксированной плоскости, проходящей через k_3 , излучение ПГС будет состоять из отдельных полос (клusterов). Например, в плоскости (xz) при $\theta \ll |\beta_2|/2$ частоты и направления распространения, соответствующие центрам полос, отстоят друг от друга на величины

* Величину $N_0(t_c)$ можно оценить, считая, что в момент t_c амплитуда поля нулевой моды сравнялась с амплитудой накачки E_0 . Тогда $N_0(t_c) \approx n_1^2 E_0^2 L Q_0 / (2\pi\hbar\omega_1^0) \approx \simeq 10^{12} L Q S_0$, где Q_0 — площадь сечения нулевой моды, S_0 — плотность потока мощности накачки в $\text{Мвт} \cdot \text{см}^{-2}$.

$$\Delta\omega_{oe-e} = \frac{\pi}{d|\Delta s_{12}|}, \quad \Delta\theta_{oe-e} \approx \frac{\pi}{|\beta_2| d k_1^0}. \quad (1.13)$$

При взаимодействии $oo-e$ частотная и волновая расстройки одновременно обращаются в нуль только для дискретного набора частот $\Omega_M^{oo-e} = (-\tilde{k}/L)(\Delta^0 + \pi M)/(\tilde{k}\Delta s_{12} - \bar{k}\Delta s_{12})$. Направления распространения соответствующих волн лежат на поверхности конусов с углом раствора $\theta_M = [\bar{k}\Delta s_{12}\Omega_M^{oo-e}/(k_1^0)^2]^{1/2}$, а расстояние между соседними частотами Ω_M^{oo-e} равны

$$\Delta\omega_{oo-e} = \frac{\pi}{L} \frac{\tilde{k}}{\bar{k}\Delta s_{12} - \tilde{k}\Delta s_{12}} \approx \frac{\pi}{L\Delta s_{12}(1-d/L)}. \quad (1.14)$$

Во многих случаях можно, по-видимому, считать, что конечная ширина пучка накачки просто ограничивает угловой спектр излучения в некотором конусе с раствором $\Delta\theta$. Пока величина $\Delta\theta$ больше угловой ширины полосы синхронизма $\delta\theta$, распределение излучения по частотам внутри этого конуса мало отличается от распределения, найденного в приближении плоских волн, и общая ширина спектра $\Delta\Omega \approx \Omega'\Delta\theta$. Если же $\Delta\theta \ll \delta\theta$, то структура спектра излучения может быть (см. разд. 3) близка к структуре, найденной в приближении взаимодействия плоских волн с заданным направлением распространения. При этом структура спектра будет полосовой лишь при сравнении с единицей параметре усиления $\gamma_0 d$. Расстояние между полосами зависит от Δ^0 и Γ , стремясь при $\Gamma \gg 1$ к величине

$$\Delta\omega_c = 2\pi/d\Delta s_{12}. \quad (1.15)$$

Ширины полос $\Delta\Omega_c$ легко определить из (1.8), (1.10). Например, при заданном направлении распространения

$$\Delta\Omega_c \approx \frac{1}{V\Gamma_c} \frac{\delta\Omega}{2\sqrt{2}} \left(1 - \frac{\Gamma_{\text{пор}}}{\Gamma}\right)^{1/2}. \quad (1.16)$$

Нелинейный режим работы ПГС. В простейшем типе ПГС, резонатор которого образован одинаковыми для обеих генерируемых волн зеркалами, перпендикулярными волновому вектору волны накачки и прозрачными для нее, генерируемые волны на обратном пути через нелинейный кристалл возбуждают волну суммарной частоты. Плотность мощности S_R «отраженной» таким образом волны накачки, плотность мощности S' волны, прошедшей через ПГС, а также КПД преобразования в стационарном режиме вычислены еще в работе [30] при близких к единице коэффициентах отражения зеркал, при малых объемных потерях, в предположении малых значений частотной и волновой расстроек. В случае глухого входного зеркала эти выражения удобно записать в виде [43]

$$\eta_0 = \frac{\omega_3}{\omega_1} \frac{S_1}{S_0} = \frac{\omega_3}{\omega_2} \frac{S_2}{S_0} = 2 \frac{S_{\text{пор}}}{S_0} \left[\left(\frac{S_0}{S_{\text{пор}}} \right)^{1/2} - 1 \right], \quad (1.17)$$

$$S' = S_{\text{пор}},$$

где $S_{1,2}$ — плотность потока мощности излучения генерируемых волн на выходе системы, $S_{\text{пор}}$ — пороговое значение плотности мощности излу-

чения накачки S_0 . Максимальный КПД преобразования, не превышающий в рассмотренном выше случае 50%*, медленно увеличивается при уменьшении коэффициента отражения выходного зеркала [20, 44].

Нелинейное отражение волны накачки можно исключить, применяя в ПГС резонаторы бегущей волны [41–43], обратную связь по одной из волн [31, 41–43] или наклоняя пучок накачки к зеркалам генератора [47], так чтобы на обратном проходе не выполнялось условие синхронизма. Из результатов работ [41, 42] следует, что КПД преобразования таких систем, которые будем называть ПГС бегущей волны, можно записать в виде**

$$\eta = \frac{S_1}{S_0} + \frac{S_2}{S_0} = (\eta_{1\max} + \eta_{2\max}) \eta_0 (R_1; R_2; \Gamma),$$

$$\eta_{1, 2\max} = \frac{\omega_{1, 2}}{\omega_3} \frac{1 - R^{(1, 2)}}{1 - R_{1, 2}} e^{-2ad}.$$
(1.18)

Для стационарных состояний с мягким самовозбуждением при нулевых частотной и волновой расстройках зависимость η_0 от $\Gamma_{\text{пор}}/\Gamma = \sqrt{S_{\text{пор}}/S_0}$ (см. рис. 2) можно определить из соотношения

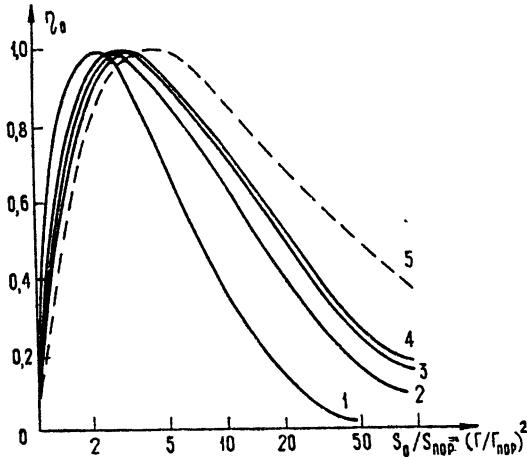


Рис. 2. Зависимость η_0 от превышения над порогом при $R_1=0,6$:
1) $R_2=0$; 2) $R_2=0,3$; 3) $R_2=0,5$;
4) $R_2=0,6$, 5) предельная зависимость при $R_1=R_2 \approx 1$.

$$\frac{\Gamma}{\Gamma_{\text{пор}}} = \left\{ \operatorname{arccn} \left(\frac{a \eta_0 R_1}{1 - R_1(1 - a \eta_0)} \right)^{1/2} + \operatorname{arcn} \left(\frac{\eta_0 [1 - R_1(1 - a)]}{1 - R_1(1 - a \eta_0)} \right)^{1/2} \times \right. \\ \times \operatorname{sgn}(\Gamma - \Gamma_{\max}) \left\} \left\{ \left(\frac{1 - R_1(1 - \eta_0)}{1 - R_1} \right)^{1/2} \times \right. \\ \times \operatorname{arsh} \left(\frac{1 - R_1}{\sqrt{R_1} [\sqrt{a} + \sqrt{1 - R_1(1 - a)}]} \right) \right\}^{-1},$$
(1.19)

где $a = R_2(1 - R_1)/R_1(1 - R_2)$, сп и спн—косинус и синус Якоби, $\Gamma_{\max} = \Gamma(\eta_0 = 1)$. В случае $R_1 = R_2 \approx 1$ из (1.19) легко найти зависимость

$$\eta_0 = 4 \frac{S_{\text{пор}}}{S_0} \left[\left(\frac{S_0}{S_{\text{пор}}} \right)^{1/2} - 1 \right],$$
(1.20)

* В ПГС с резонатором на все три волны максимальный коэффициент преобразования может достигать 100% в случае, когда нелинейный кристалл расположен внутри резонатора лазера, и 25% — когда кристалл расположен вне его [8].

** Здесь $(1 - R^{(1, 2)})$ — коэффициент полезных потерь.

полученную другим способом в работе [43]. Соотношение (1.19) также существенно упрощается при $R_2 = 0$, $(1 - R_1)/[1 - R_1(1 - \eta_0)] \ll 1$:

$$\left(\frac{S_0}{S_{\text{нор}}}\right)^{1/2} = \left(\frac{R_1}{1 - R_1(1 - \eta_0)}\right)^{1/2} \arcsin \sqrt{\eta_0}. \quad (1.21)$$

Усреднение значений S' , η_0 , полученных из (1.17), (1.20), (1.21), по сечению пучка накачки с гауссовым распределением интенсивности [43] показывает, в частности (см. рис. 3), что в этом случае максимальное значение усредненного по сечению КПД уменьшается на 20—30%.

Не будем останавливаться на зависимости параметров стационарных состояний от частотной и волновой расстроек генерируемых колебаний [41—45]. Заметим только, что приближенный способ определения этой зависимости, примененный в работах [43—45], не учитывает изменения набега фаз генерируемых волн из-за их взаимодействия, справедливость пренебрежения которыми не совсем очевидна даже при малых расстройках.

Устойчивость стационарных состояний ПГС бегущей волны относительно амплитудных возмущений, по крайней мере, без учета разностей скоростей волн в нелинейном кристалле (квазистатическое приближение) определяется характером зависимости амплитуды, например, первой волны $U_1(d, u_1)$ на выходе области взаимодействия от ее амплитуды u_1 на входе (рис. 4), т. е. характером функции последования. При этом скорость установления стационарного значения интенсивности — такого же порядка, что и скорость возбуждения колебаний. Это подтверждается и результатами численного решения уравнений в квазистатическом приближении для некоторых схем ПГС [17].

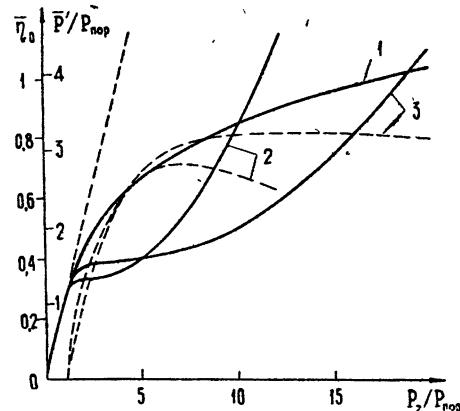


Рис. 3. Зависимость прошедшей через ПГС мощности накачки \bar{P}' , усредненной по сечению пучка (сплошные линии), и усредненного коэффициента преобразования $\bar{\eta}_0$ (пунктир) от мощности гауссова пучка накачки P_r [43]:

- 1) ПГС с нелинейным отражением и $R_1=R_2\simeq 1$,
- 2) ПГС при $R_1\simeq 1$, $R_2=0$;
- 3) ПГС бегущей волны при $R_1=R_2\simeq 1$.

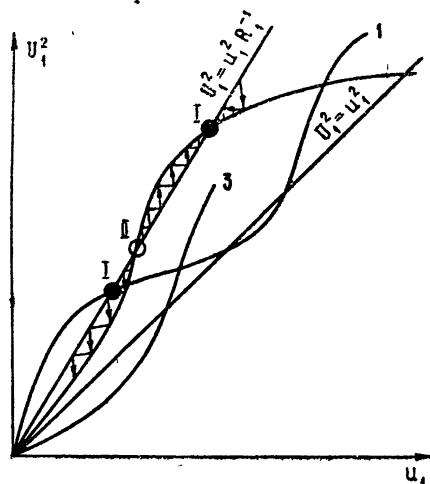


Рис. 4. Характерный вид зависимостей функций последования при $R_2 < R_1$.

- 1) Случай малых частотных расстроек;
- 2), 3) большие частотные расстройки;
- 1 и 2 — устойчивое и неустойчивое по амплитуде стационарные состояния.

Вывод об устойчивости стационарных состояний ПГС бегущей волны относительно фазовых возмущений при нулевых волновой и частотной расстройках, сделанный в работе [42], оказывается справедливым только для колебания с нулевой частотой. При учете разности времен пробега волн в цепях обратной связи ($T_{1,2} = T(1 \pm \epsilon)$) из характеристического уравнения, полученного в [42], следует, что, по крайней мере, при малой обратной связи по одной из волн, существуют нарастающие фазовые возмущения. Их частоты $\bar{\Omega}_k$ и инкременты \bar{p}_k при $a = R_2(1 - R_1)/R_1(1 - R_2) \ll 1$ в области $T\bar{\Omega}_k \epsilon \ll \pi/2$ определяются выражениями

$$\bar{\Omega}_k = (2\pi k/T)(1 - \epsilon), \quad T\bar{p}_k = 2\sqrt{a} (\gamma_0 d) (\epsilon T\bar{\Omega}_k)^2. \quad (1.22)$$

На возможность неустойчивости в системе с обратной связью по одной волне при учете разностей групповых скоростей волн в нелинейном кристалле указывалось в работе [31].

Вопрос о влиянии такой фазовой неустойчивости монохроматических колебаний, наиболее эффективно отбирающих энергию у волны накачки, на характер работы ПГС остается открытым. Несомненно, однако, что при накачке наносекундными импульсами спектр излучения ПГС после достижения значения интенсивности, близкого к стационарному, будет в значительной степени определяться величинами, характеризующими ширину спектра, найденными из рассмотрения линейного этапа развития генерации ПГС.

2. ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВОЛНОВЫХ ПАКЕТОВ

Параметрическое взаимодействие световых пучков или импульсов отличается от взаимодействий при кроссмодуляции или вынужденном рассеянии того или иного типа (см., например, [4, 48]) как зависимостью процессов от фазовых соотношений волн, так и участием в отборе энергии у излучения накачки двух волн с разными, но близкими по величине и направлению групповыми скоростями (за исключением случая вырожденного взаимодействия).

Когда групповые скорости волн можно считать одинаковыми, решение нестационарной задачи получается из решения стационарной простой заменой переменных [42, 49, 50]. Это позволяет, как уже говорилось выше, исследовать устойчивость стационарных состояний с учетом групповых расстроек только в цепях обратной связи, а также приближенно рассмотреть процесс расширения спектра сигнала при модулированной накачке [49, 50].

В случае малого значения параметра усиления, поля усиливаемых волн на выходе области взаимодействия можно выразить через поля на входе методом последовательных приближений (см., например, [32, 51, 62, 63]). Основные закономерности при этом легко выявляются непосредственно при анализе процессов возбуждения ПГС (см. разд. 3).

Для вырожденного взаимодействия задача об усиении в заданном неоднородном поле накачки с учетом разных величин групповых скоростей решается и при большом коэффициенте усиления, если пренебречь дисперсией и дифракцией [52]. Удаётся также провести исследование нелинейного взаимодействия короткого импульса субгармоники со сравнительно длинным импульсом излучения накачки [26, 53]. Результаты этого исследования позволяют сделать вывод о возможности получения субпикосекундных импульсов в процессе параметрического усиления.

При исследовании усилителей и генераторов с перестраиваемой частотой необходимо рассмотрение невырожденного взаимодействия, когда различны и групповые скорости усиливаемых волн. Анализ, проведенный для одномерных волновых пакетов при заданном поле накач-

ки, выявил некоторые специфические для параметрического взаимодействия явления. Основные из них — пространственный захват усиливающих волн излучением накачки (явление пленения) [54–58], а также расплывание их волновых пакетов в процессе взаимодействия из-за разных групповых скоростей этих волн [36, 57, 58].

В настоящем обзоре показано, что некоторые оценки и выводы о процессе усиления можно сделать и при рассмотрении взаимодействия двумерных волновых пакетов.

Формирование субпикосекундных импульсов при вырожденном взаимодействии. Не будем останавливаться на процессе усиления в заданном неоднородном поле накачки при вырожденном взаимодействии. Характер этого процесса будет ясен из результатов, приведенных в следующих пунктах. Задачу с учетом обратной реакции поля субгармоники на излучение накачки удается решить для относительно короткого на входе в кристалл импульса субгармоники малой амплитуды в случае, когда разность фаз волн на входе в кристалл равна $-\pi/2$, а волновая расстройка равна нулю.

При стремлении амплитуды субгармоники $E_1(t)$ на входе в кристалл к нулю, а амплитуды накачки к не зависящей от времени величине E_0 , решение задачи имеет вид [26]

$$E_1(z, \xi) = E_1(\xi) \left[\exp(-\gamma_0 z) + \frac{1}{l_{cr}} \operatorname{sh}(\gamma_0 z) \int_0^\infty E_1^2(\xi - \xi_1) \times \right. \\ \left. \times \exp\left(-\frac{2\xi_1}{l_{cr}}\right) d\xi_1 \right]^{-1}. \quad (2.1)$$

Здесь введена имеющая размерность длины переменная $\xi = ts_1^{-1} - z$; $l_{cr} = s_1^{-1} |\Delta s_{13}| \gamma_0^{-1}$ определяет некоторую критическую длину цуга субгармоники; для определенности принято, что групповая скорость субгармоники больше скорости накачки ($\Delta s_{13} = s_1 - s_3 < 0$).

Из (2.1) следует, что примерно после того, как амплитуда субгармоники $E_1(z, \xi)$ нарастает до амплитуды накачки, характер протекания процесса начинает существенно зависеть от формы переднего фронта импульса субгармоники на входе в кристалл. Если передний фронт экспоненциальный ($E_1(\xi) = E_{10} e^{\xi/l}$), то на расстоянии $z > z_s = (1/2\gamma_0) \times \ln[2(l_{cr} + l)(1/l) E_{10}^{-2}]$ формируется импульс стационарной формы и амплитуды:

$$E_1(z, \xi) \simeq [2(1 + l_{cr} l^{-1})]^{1/2} \operatorname{sech}(\gamma_0 z + \xi l^{-1} - z_s).$$

Из импульса с гауссовой формой на входе ($E_1(\xi) = E_{10} \exp(-\xi^2 l^{-2})$), сначала на расстоянии $z > (z_1 - \gamma_0^{-1} l^2 l_{cr}^{-2})$ ($z_1 = \gamma_0^{-1} \ln(2E_{10}^{-1})$), формируется квазистационарный импульс с длиной цуга $l(z) \simeq l_{cr}$ и энергией на единицу сечения $W_{lim} = 2S_0 s_1 l_{cr}$. После этого энергия импульса не меняется, а его амплитуда $E_1(z)$ растет за счет сокращения длины цуга ($E_1(z) \simeq [l_{cr} l^{-2} \gamma_0 (z - z_1)]^{1/4}$, $l(z) \simeq l[\gamma_0(z - z_1)]^{-1/2}$).

Если передний фронт импульса на входе носит степенной характер ($E_1(\xi) = E_0(\xi/l)^m$), вначале также формируется квазистационарный импульс с энергией W_{lim} и длиной переднего фронта $l_f = \min(l, l_{cr})$. Но, начиная с $z_3 = (1/2\gamma_0) \ln[1 + [2m(2m-1)/(m+1)] l_{cr}(1/l)(1 + l_{cr}^{-1})^{2m+1}]$, при энергии импульса, равной W_{lim} , его амплитуда экспоненциально растет, а длина цуга соответственно убывает ($E_1(z) \sim \exp[\gamma_0(z - z_3)/(2m+1)]$, $l(z) \sim \exp[-2\gamma_0(z - z_3)/(2m+1)]$).

Процесс во многом аналогичен процессу формирования коротких импульсов в активной среде [59]: сокращение длительности импульса

происходит за счет усиления поля субгармоники на переднем фронте и за счет ее нелинейного поглощения при генерации второй гармоники на спаде импульса. Безынерционность квадратичной нелинейности позволяет получить импульсы настолько малой длительности, что их дальнейшее сокращение ограничивается дисперсионным расплыванием на длине взаимодействия, т. е. длительность импульсов удовлетворяет условию $\tau \geq \tau_{lim} = [(1/\gamma_0) |v'|/2v^2]^{1/2}$. Для KDP при взаимодействии $oo-e$ $\tau_{lim} \approx 4 \cdot 10^{-14}$ сек при $S_0 = 1 \text{ Гвт}\cdot\text{см}^{-2}$ [26].

Уравнения для амплитуд волновых пакетов при невырожденном взаимодействии. При рассмотрении невырожденного взаимодействия удобно ввести вспомогательные амплитуды $A_{1,2}(t, \mathbf{r})$ с помощью соотношений

$$E_1 = A_1(t, \mathbf{r}) \exp[-i(\Omega^0 t - \mathbf{q}_1^0 \mathbf{r}_\perp)], \quad E_2^* = A_2(t, \mathbf{r}) \exp[-i(\Omega^0 t - \mathbf{q}_2^0 \mathbf{r}_\perp)],$$

где Ω^0 и $\mathbf{q}_{1,2}^0$ удовлетворяют условию векторного синхронизма (1.3). Кроме того, удобно отсчитывать поперечные координаты от оси пучка накачки (т. е. произвести замену $\mathbf{r}_\perp = \mathbf{r}_{\perp c_f} - \beta_3 z$), а вместо времени ввести расстояние $\xi = s_3 t - z$ относительно центра цуга волны накачки. В этих переменных уравнения (3) примут вид

$$\frac{\partial A_{1,2}}{\partial z} + \Delta s_{1,2} \frac{\partial A_{1,2}}{\partial \xi} + (\Delta \beta_{1,2} \nabla) A_{1,2} \mp \frac{i}{2k_{1,2}^0} \Delta_\perp A_{1,2} + \alpha_{1,2} A_{1,2} = i \gamma_0 \begin{cases} E_3 A_2 \\ -E_3^* A_1 \end{cases}. \quad (2.2)$$

Здесь $\Delta s_{1,2} = (s_{1,2} - s_3)/s_3$, $\Delta \beta_{1,2} = \Delta \beta_{1,2x} \mathbf{x}_0 + \Delta \beta_{1,2y} \mathbf{y}_0$, где углы $\Delta \beta_{1,2x} = (\beta_{1,2} - \beta_3) \pm \theta^0(k_1^0/k_{1,2}^0)$, $\Delta \beta_{1,2y} = \pm \varphi^0(k_1^0/k_{1,2}^0)$ характеризуют направление групповых скоростей усиливаемых волн относительно групповой скорости волны накачки.

Из (2.2) видно, что при рассмотрении взаимодействия одномерных волновых пакетов в приближении параксиальной геометрической оптики изменение амплитуд в пучках и импульсах определяется одинаковыми по виду уравнениями. Поэтому для определенности рассмотрим процесс усиления монохроматических волн, взаимодействующих с пучком монохроматического излучения накачки, считая, что векторы $\Delta \beta_{1,2}$ лежат в плоскости (xz) , а влияние вторых производных в уравнениях (2.2) мало, так что от координаты z все величины зависят как от параметра. На характер протекания этого процесса существенно влияет соотношение между направлениями групповых скоростей усиливаемых волн относительно оси пучка накачки, т. е. знак произведения $\Delta \beta_1 \Delta \beta_2 = \Delta \beta_1 \Delta \beta_2$.

Взаимодействие при одинаковом направлении групповых скоростей усиливаемых волн относительно оси пучка накачки. Основные закономерности протекания процесса усиления при $\Delta \beta_1 \Delta \beta_2 > 0$ можно выяснить на простейшем примере, когда распределение интенсивности в пучке волны накачки с шириной $2a$ однородно, а фаза этой волны не зависит от поперечной координаты x . Поля в области взаимодействия при этом легко находятся, например, с помощью преобразования Лапласа [36]:

$$A_j(z, x) = \int_0^z dz_1 \int_{-a}^a dx_1 \tilde{F}_k(z_1, x_1) G_{kj}(\mathbf{r} | \mathbf{r}_1); \quad (2.3)$$

$$G_{jj}(\mathbf{r} | \mathbf{r}_1) = \frac{1}{2} e^{-\delta} \left[\frac{1 + (-1)^j (\Delta z \bar{\Delta \beta} - \Delta x) (\Delta z \bar{\Delta \beta})^{-1}}{1 - (-1)^j (\Delta z \bar{\Delta \beta} - \Delta x) (\Delta z \bar{\Delta \beta})^{-1}} \right]^{1/2} \frac{I_1(\sqrt{X}) \theta(X)}{\gamma_0^{-1} \bar{\Delta \beta}}, \quad (2.4)$$

$$G_{21}(\mathbf{r} | \mathbf{r}_1) = -G_{12}(\mathbf{r} | \mathbf{r}_1) = \frac{i}{2} e^{-\delta} I_0(\sqrt{X}) \theta(X) \frac{\gamma_0}{\bar{\Delta \beta}}.$$

Здесь для определенности принято $\Delta\beta_1 > \Delta\beta_2$, источники $\tilde{F}_k(z, x) = \bar{A}_k(x)\delta(z) + \Delta\beta_k\tilde{A}_k\delta(x+a)$ связаны с падающими на вход пучка накачки в кристалл и на его боковую границу $x = -a$ полями с амплитудами $\bar{A}_k(x)$ и $\tilde{A}_k(z)$ соответственно, $\delta = (\bar{a}\Delta z - \Delta\alpha_{1,2}\Delta x/\Delta\beta)$, $\Delta z = z - z_1$, $\Delta x = x - x_1$, $\Delta\beta = (\Delta\beta_1 - \Delta\beta_2)/2$, $\tilde{\Delta\beta} = (\Delta\beta_1 + \Delta\beta_2)/2$, $\bar{a} = 2(\alpha_2\Delta\beta_1 - \alpha_1\Delta\beta_2)/\Delta\beta^{p-1}$, $\Delta\alpha_{1,2} = (1/2)(\alpha_1 - \alpha_2)$, $X = \gamma_0^2\Delta z^2[1 - (\Delta z\Delta\beta - \Delta x)^2(\Delta z\Delta\beta)^{-2}]$, $\theta(X)$ — единичная функция, I_0, I_1 — функции Бесселя.

Выражения (2.4) существенно упрощаются, если параметр усиления $\Gamma(\Delta z) = \gamma_0\Delta z > 1$, так что последние множители в правой части (2.4) могут быть аппроксимированы функцией $\exp(VX)/(1/\gamma_0)(2\pi\Delta\beta^2VX)^{1/2}$. При медленной зависимости амплитуд от поперечных координат справедливо еще более простое приближение, в котором последнюю функцию можно записать в виде $\exp(X_1)/\sqrt{\pi\rho^2}$, где $X_1 = \gamma_0z - (\Delta z\Delta\beta - \Delta x)/\rho^2$; $\rho(\Delta z) = 2\sqrt{D\Delta z}$ — диффузионный радиус, $D = \Delta\beta^2/2\gamma_0$ — коэффициент диффузии. Таким образом, в этом приближении, которое естественно называть одноволновым или диффузионным, усиливающие волны образуют один пучок, распространяющийся со средней групповой скоростью и расплюывающийся вследствие разных направлений потоков энергии усиливаемых волн* (рис. 5).

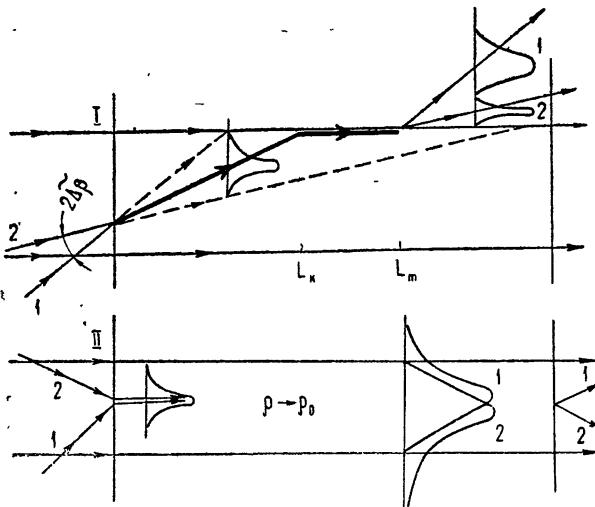


Рис. 5. Схема распространения узкого на входе в область взаимодействия пучка усиливаемых волн.

I — $\Delta\beta_1\Delta\beta_2 > 0$, II — $\Delta\beta_1\Delta\beta_2 < 0$.

Если угол $2\Delta\beta$ между групповыми скоростями усиливаемых волн много меньше среднего угла $\Delta\beta$ ($4\Delta\beta^2 \ll \Delta\beta^2$), усиление ограничивается апертурным эффектом на расстояниях, больших длины квазистатическо-

* Следует отметить, что, согласно исходным уравнениям (2.2) и решению (2.3), (2.4), изменение поля в какой-либо точке (x_1, z_1) на входе в область взаимодействия вызывает изменение поля в конусе, ограниченном характеристиками $x - x_1 = \Delta\beta_{1,2} \times z - z_1$. В одноволновом же приближении поля, хотя и незначительно, меняются и вне конуса. При медленных изменениях амплитуд на входе ошибка, связанная с этим, незначительна. Однако, в некоторых задачах, например, при рассмотрении процессов в резонаторах, она может накапливаться, так что указанное выше обстоятельство необходимо учитывать в конкретных случаях при анализе пределов применимости результатов, полученных с помощью одноволнового приближения.

го взаимодействия $L_k = 2a/\bar{\Delta\beta}$. Если же углы $\widetilde{\Delta\beta}$, $\bar{\Delta\beta}$ примерно равны, то после подхода максимума достаточно узкого на входе пучка к границе области взаимодействия $x = a$, из-за усиления оставшегося в этой области поля, максимум в распределении амплитуд $A_{1,2}$ по x продолжает двигаться вдоль границы (рис. 5). При этом одноволновое приближение может оказаться неприменимым. Например, при длине кристалла $d \gg L_m = L_k(1 - \widetilde{\Delta\beta^2}/\bar{\Delta\beta^2})^{-1}$ и $x_1 = -a$ функции Грина (2.4) при определении поля на боковой границе $x = a$ можно без учета поглощения аппроксимировать в виде

$$G_{ij}(\mathbf{r} | \mathbf{r}_1) = \frac{1}{2} \{ [1 + (-1)^j \widetilde{\Delta\beta}/\bar{\Delta\beta}] [1 - (-1)^j \widetilde{\Delta\beta}/\bar{\Delta\beta}] \}^{1/2} \times \\ \times \frac{\exp [\Gamma_m - \rho_m^{-2} \widetilde{\Delta\beta^2} (\Delta z - L_m)^2]}{[\pi \rho_m^2 (1 - \widetilde{\Delta\beta^2}/\bar{\Delta\beta^2})]^{1/2}}, \quad (2.5)$$

$$G_{2,1}(\mathbf{r} | \mathbf{r}_1) = -G_{1,2}(\mathbf{r} | \mathbf{r}_1) = \frac{i}{2} \frac{\exp [\Gamma_m - \bar{\Delta\beta^2} (\Delta z - L_m)^2 / \rho_m^2]}{[\pi \rho_m^2 (1 - \widetilde{\Delta\beta^2}/\bar{\Delta\beta^2})]^{1/2}}.$$

Здесь $\rho_m = \bar{\Delta\beta} L_m \sqrt{2\Gamma_m^{-1}}$; максимальный параметр усиления $\Gamma_m = \gamma_0 L_k \times (1 - \widetilde{\Delta\beta^2}/\bar{\Delta\beta^2})^{-1/2}$ растет при $(\widetilde{\Delta\beta}/\bar{\Delta\beta}) \rightarrow 1$ медленнее расстояния L_m .

Параметрическое усиление при совпадении направления групповой скорости одной из волн с направлением групповой скорости волны накачки. Для определенности положим $\Delta\beta_2 = 0$. Тогда, если амплитуды и фазы излучения накачки зависят только от поперечной координаты, решение уравнений (2.2) можно записать как

$$A_1(z, x) = \int_0^z dz_1 \int_{-a}^x dx_1 F_1(z_1, x_1) G_{11}(\mathbf{r} | \mathbf{r}_1), \quad (2.6)$$

$$A_2(z, x) = \int_0^z dz_1 \exp(-\alpha_2 \Delta z) [A_2(x) \delta(z_1) - i \gamma_0 E_3^*(x) A_1(z_1, x)].$$

Здесь $2a$ — ширина пучка накачки, а функции G_{11} определяются соотношениями

$$G_{1,1}(\mathbf{r} | \mathbf{r}_1) = \frac{e^{-\delta}}{2} \left[\frac{1}{\Delta\beta_1 \Delta z - \Delta x} \int_{x_1}^x |E_3(x_2)|^2 dx_2 \right]^{1/2} \frac{2I_1(\sqrt{X_0})}{\gamma_0^{-1} \Delta\beta_1} \theta(X_0), \\ G_{2,1}(\mathbf{r} | \mathbf{r}_1) = \frac{e^{-\delta}}{2} E_3(x_1) \frac{2I_0(\sqrt{X_0})}{\gamma_0^{-1} \Delta\beta_1} \theta(X_0), \quad (2.7)$$

где

$$X_0 = \frac{4\gamma_0^2}{\Delta\beta_1^2} (\Delta\beta_1 \Delta z - \Delta x) \int_{x_1}^x |E_3(x_2)|^2 dx_2.$$

Как видно из (2.6), (2.7), закон нарастания амплитуды волн при $\Delta\beta_2 = 0$ не зависит от закона изменения фазы излучения накачки. Существенно также, что на больших расстояниях от входа в область взаимодействия, где $z > 2a/\Delta\beta_1$, амплитуды полей растут пропорционально $\exp[2\gamma_0(\Delta x \Delta\beta_1^{-1} z)^{1/2}]$, где $\Delta x = \int_{x_1}^x |E_3(x_2)|^2 dx_2$.

Усиление при выполнении условий пространственного захвата волн излучением накачки. Перенос энергии каждой усиливаемой волной в разные относительно оси пучка накачки стороны ($\Delta\beta_1\Delta\beta_2 < 0$) может привести к появлению полей, «захваченных» излучением накачки, которые в основном локализованы в области ее пучка и непрерывно усиливаются (рис. 5). Такой процесс аналогичен процессу самовозбуждения в параметрическом генераторе с обратной волной (см., например, [60]), в котором обратная связь осуществляется за счет объемного «переотражения» волн с различным направлением распространения. Для пучка накачки шириной $2a$ с однородным распределением интенсивности и постоянной фазой соответствующие захваченным полям собственные функции $U_{1,2}^{(n)}(x) \exp(\tilde{\gamma}_n z)$ образовавшегося в результате таких «переотражений» параметрического волновода легко находятся [54, 55].

Примем для определенности $\Delta\beta_1 > 0$, тогда при $|x| \leq a$ функции $U_{1,2}^{(n)}(x)$ имеют вид

$$\begin{Bmatrix} U_1^{(n)}(x) \\ U_2^{(n)}(x) \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 1 \\ -i \left| \frac{\Delta\beta_1}{\Delta\beta_2} \right|^{1/2} (-1)^n \end{Bmatrix} \exp(\Psi_x^{(n)}) \sin \frac{x_n}{2a} (a \pm x). \quad (2.8)$$

Здесь $\Psi_x^{(n)} = \overline{\Delta\beta_1} \tilde{\gamma}_n / |\Delta\beta_1 \Delta\beta_2| + \bar{\alpha}$, а поперечное волновое число x_n связано с пространственным инкрементом $\tilde{\gamma}_n$. С учетом граничных условий $A_{1,2}(z, \mp a) = 0$, вытекающих из условий излучения, $\tilde{\gamma}_n$ и x_n определяются из дисперсионного уравнения

$$\cos x_n = \frac{-\tilde{\gamma}_n}{(1 - \tilde{\gamma}_n^2)^{1/2}} \sin x_n, \quad x_n = \frac{2a}{a_0} (1 - \tilde{\gamma}_n^2)^{1/2}, \quad (2.9)$$

где

$$\tilde{\gamma}_n = \gamma_{\max}^{-1} (\tilde{\gamma}_n + \bar{\alpha}), \quad \gamma_{\max} = \gamma_0 |\Delta\beta_1 \Delta\beta_2|^{1/2} / \Delta\beta, \\ a_0 = |\Delta\beta_1 \Delta\beta_2|^{1/2} / \gamma_0.$$

При $2a/a_0 > x_N^0 = \pi (1/2 + N)$ уравнение (2.9) имеет $(2N + 1)$ решений с действительными значениями $\tilde{\gamma}_n$ (рис. 6). Среди них только $(N + 1)$ решений соответствуют захваченным полям, инкремент $\tilde{\gamma}_n$ которых при

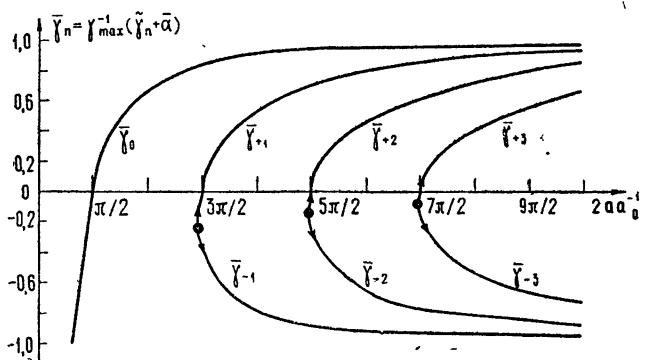


Рис. 6. Зависимость инкремента м/с параметрического волновода от приведенного диаметра пучка накачки с однородным распределением интенсивности для $n=0, \pm 1, \pm 2, \pm 3$.

превышении порога захвата положителен. Учитывая, что x_n при этом меняется в интервале $x_n^0 < x_n < \pi (1 + n)$, выражение для инкремента $\tilde{\gamma}_n$ удобно записать, введя критический размер пучка накачки $a^{(n)} = (a_0/2) x_n$ или его критическую мощность P_n (которая в случае пучка квадратного сечения равна $P_n = x_n^2 (1/\chi^2) |\Delta\beta_1 \Delta\beta_2|$):

$$\tilde{\gamma}_n + \bar{\alpha} = \operatorname{sgn}(x_n - x_n^0) \left\{ \frac{2\Delta\beta}{a} \frac{|\Delta\beta_1 \Delta\beta_2|}{\Delta\beta^2} x_n \left[\frac{P}{P_n} \left(1 - \frac{P_n}{P} \right) \right]^{1/2} \right\}. \quad (2.10)$$

Вне области взаимодействия функции $U_j^{(n)}$ пропорциональны $\exp[-(1/\Delta\beta_j)(\tilde{\gamma}_n + \bar{\alpha})x]$ и для мод, соответствующих захваченным полям, убывают при удалении от этой области.

Хотя в общем случае пучка накачки с неоднородной интенсивностью и переменной фазой* поля затухающих мод параметрического волновода растут с удалением от оси пучка, амплитуды $A_{1,2}$ внутри некоторой области конечной ширины $2b$ можно представить в виде суперпозиции мод [55]:

$$A_j(z, x) = \sum_n \exp(\tilde{\gamma}_n z) B_n(z) U_j^{(n)}(x). \quad (2.11)$$

Амплитуды мод $B_n(z)$ определяются амплитудами $\bar{A}_j(x)$ и $\tilde{A}_{1,2}(z) = A_{1,2}(z, \mp b)$ полей, падающих на торцовую и боковую поверхности области взаимодействия:

$$B_n(z) = \frac{1}{N_n} \int_0^z dz_1 \exp(-\tilde{\gamma}_n z) \left[\int_{-b}^b d\mathbf{x}_1 \frac{V_j^{(n)}(x_1) F_j(z_1, x_1)}{\Delta\beta_j} \right]. \quad (2.12)$$

Здесь

$$F_j(z, x) = [\bar{A}_j(x) \delta(z) + (-1)^{j-1} \Delta\beta_j \tilde{A}_j(z) \delta(a + (-1)^{j-1} x)];$$

$$V_1^{(n)}(x) = U_1^{(n)}(-x), \quad V_2^{(n)}(x) = |\Delta\beta_2/\Delta\beta_1| U_2^{(n)}(-x) — собственные функции сопряженной задачи;$$

$$N_n = \int_{-b}^b (d\mathbf{x}_1/\Delta\beta_j) V_j^{(n)}(\mathbf{x}_1) U_j^{(n)}(\mathbf{x}_1).$$

Если порог захвата превышен для большего числа мод или на длине нелинейного кристалла незахваченные поля не успевают выйти из области взаимодействия $|x| < b$ ($d < L_{ct} = 2b/\max|\Delta\beta_j|$), то представление (2.11) становится неудобным для анализа процессов. Функцию Грина для определения полей на выходе из кристалла при произвольных полях на входе в более простом виде удается найти лишь для частных значений соотношений параметров $\gamma_0, a, \Delta\beta_j$ при определенной форме распределения интенсивности пучка накачки [58]**. Однако для полей, близких к захваченным, и при большом превышении порога захвата спра-

* Кроме рассмотренного выше случая проведено исследование свойств мод параметрического волновода при гауссовом пучке накачки, а также в общем виде получены условия захвата для пучка с постоянной фазой [56]. В частности, оказывается, что точное значение критической мощности гауссова пучка $P_0 = (\pi^2/8) (1/\chi^2) |\Delta\beta_1 \Delta\beta_2|$.

** К сожалению, результаты этой работы стали известны авторам лишь после написания обзора, что помешало их достаточно полно освещению.

ведливо уравнение одноволнового приближения (см. ниже). Решение этого уравнения при параболической аппроксимации профиля пучка накачки позволяет достаточно просто рассмотреть процессы установления стационарной формы распределения амплитуды по поперечной координате, а также решать целый ряд задач о возбуждении колебаний в ПГС.

Представление о параметрическом волноводе справедливо, строго говоря, лишь для нефокусированных пучков накачки, зависимость амплитуды и фазы которых от поперечных координат можно считать одинаковой по всей длине кристалла. В сфокусированных пучках эффективное усиление будет проходить только в области, где кривизна фазового фронта волны накачки близка к нулю. Это видно из полученных в работе [56] условий, при выполнении которых кривизна фазового фронта не уменьшает эффективности усиления «плененных» мод:

$$\frac{P_0}{P} \frac{\Delta\theta_3^2}{\Delta\theta_{d3}^2} < 1 \quad \text{или} \quad \frac{|\Delta\beta_1\Delta\beta_2| (k_3^0 \Delta\theta_3)^2}{4\chi^2 S_0} < 1. \quad (2.13)$$

Здесь $\Delta\theta_3$ и $\Delta\theta_{d3}$ — соответственно полная и дифракционная расходимости пучка накачки. Таким образом, даже при выполнении условий «пленения» уменьшение радиуса пучка накачки a для увеличения усиления целесообразно только до величины $a \approx a_d = \sqrt{d/\pi k_3^0}$ (см. рис. 7).

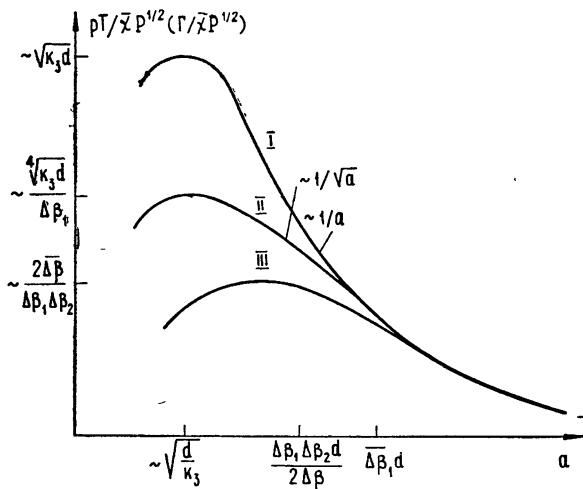


Рис. 7. Качественный вид зависимости коэффициента усиления, или инкремента ПГС, от радиуса пучка накачки с постоянной мощностью.

I — выполнены условия пленения; II — $\Delta\beta_2 = 0$;
III — $\Delta\beta_1\Delta\beta_2 > 0$.

О приближенных методах исследования параметрического взаимодействия волновых пакетов. Для определения полей при медленном изменении амплитуды и фазы накачки, когда относительный сдвиг усиливаемых волновых пакетов на расстоянии эффективного взаимодействия $1/\gamma_0$ мал по сравнению с масштабом a изменения амплитуд и фаз по x

($\mu = (1/\gamma_0) \Delta\beta (1/a) \ll 1$), можно применять приближенные методы. Например, для системы (1.3) можно получить уравнения эйконала аналогично тому, как это сделано в работе [61] для уравнений Максвелла. Однако в уравнениях для амплитуд следует ~~по-видимому~~, учитывать слагаемые второго порядка ~~малости~~. Более прямым, хотя и менее об-

щим, является применение уравнения одноволнового или диффузионного приближения [36, 57], которое относительно исходных уравнений (3) аналогично уравнению квазиоптики*.

В этом приближении амплитуды $A_{1,2}$ в области взаимодействия с точностью до слагаемых порядка μ выражаются через амплитуды нарастающей и затухающей волн A_{\pm} с помощью соотношений

$$A_1 = e^{\Psi} (A_+ + A_-), \quad A_2 = e^{\Psi} (K_+ A_+ + K_- A_-), \\ K_{\pm} = -i \exp(-i \arg \hat{E}_3) \frac{\Delta\beta_{1,2} - \bar{\Delta\beta}}{[\bar{\Delta\beta}^2 - (\Delta\beta - \bar{\Delta\beta})^2]^{1/2}}. \quad (2.14)$$

Уравнения для A_{\pm} , полученные в [57], запишем без учета дифракционных эффектов и малых поправок к эффективному углу $\Delta\beta$ и инкременту γ_+ , существенных при конечной кривизне фазового фронта излучения накачки:

$$\frac{\partial A_+}{\partial z} + \Delta\beta \frac{\partial A_+}{\partial x} - \gamma_+ A_+ - D \frac{\partial^2 A_+}{\partial x^2} = -2\bar{\Delta\beta} \frac{\partial A_-}{\partial x}; \quad (2.15)$$

$$\frac{\partial A_-}{\partial z} + \Delta\beta \frac{\partial A_-}{\partial x} + \gamma_- A_- = 0. \quad (2.16)$$

Здесь и в (2.14) $\gamma_{\pm}(r)$, $D(r)$ и $\Psi = \int_0^x \Psi_x dx$ определяются значениями эффективного угла распространения $\Delta\beta$ и интенсивностью накачки [57].

Решение уравнения (2.15) для A_+ легко найти, если аппроксимировать зависимость $\gamma_+(x)$ параболической вида $\gamma_+ = \gamma_+^0 (1 - x^2/2a^2)$, а коэффициент диффузии считать постоянным [57]:

$$A_+(x, z) = \sqrt{q(\xi)} \exp \left[\gamma_+^0 z - \frac{\Delta\beta^2}{4D} \int_0^{\xi} \frac{2(1-q) - q(1-q)^2}{q} d\xi - \right. \\ \left. - \frac{\Delta\beta}{2D} q(1-q) x - \frac{\gamma_+^0 \xi}{2a^2} x^2 \right] \int_{-\infty}^{\infty} dx_1 \bar{A}_+(x_1) \times \\ \times \exp \left\{ -\frac{1}{4D\xi} \left[\int_0^{\xi} \beta(\xi) d\xi - qx + x_1 \right]^2 \right\} \frac{1}{\sqrt{4\pi D\xi}}. \quad (2.17)$$

Здесь \bar{A}_+ — значение A_+ на входе в кристалл,

$$\xi = \frac{a}{\sqrt{2D\gamma_+^0}} \operatorname{th} \left(\frac{\sqrt{2D\gamma_+^0}}{a} z \right), \quad q(\xi) = \left(1 - \frac{2D\gamma_+^0}{a^2} \xi^2 \right)^{1/2}, \quad (2.18)$$

$$\beta(\xi) = \Delta\beta \frac{1 - q(1-q)}{q}.$$

* Однако, в отличие от уравнения квазиоптики, уравнение одноволнового приближения применимо и при больших изменениях параметра $\gamma_0(x)$ в исходных уравнениях, поскольку основной интерес представляет область вблизи максимума усиливаемых полей.

Легко также видеть, что при малом изменении параметров пучка на расстоянии диффузационного радиуса $\rho \simeq 2\sqrt{Dz}$ функцию Грина уравнения (2.15) можно записать в виде

$$G_+(r | r_1) = \exp \left\{ \int_{z_1}^z \gamma_+ dz_2 - \frac{(\Delta\beta\Delta z - \Delta x)^2}{4 \int_{z_1}^z D dz_2} \right\} \frac{1}{(4\pi \int_{z_1}^z D dz_2)^{1/2}}, \quad (2.19)$$

где интегралы берутся вдоль луча $x_2 - x_1 = \Delta\beta(z_2 - z_1)$.

При медленной зависимости от поперечной координаты x амплитуда полей, падающих на область взаимодействия, необходимо считать $\Psi_x \simeq 0$, т. е. эффективный угол распространения $\Delta\beta$ равным среднему углу $\bar{\Delta\beta}$, и, следовательно, $\gamma_{\pm} = \gamma_0 |E_3(x)| \mp \bar{\alpha}$, $D = \bar{\Delta\beta}^2/2\gamma_0 |E_3(x)|$. Таким образом, как видно из (2.17) — (2.19), и при неоднородном распределении интенсивности в пучке накачки в случае $\Delta\beta_1\Delta\beta_2 > 0$ будет происходить систематический снос волн из области взаимодействия. Только распределение их амплитуд будет меняться как из-за диффузии, так и из-за зависимости коэффициента усиления от поперечных координат.

В случае $\Delta\beta_1\Delta\beta_2 < 0$ для полей, близких к захваченным, в соотношении (2.17), (2.18) эффективный угол распространения $\Delta\beta$ можно считать равным нулю*. Тогда из (2.18) видно, в частности, что за исключением случая падения на вход параметрического волновода полей, соответствующих высшим захваченным модам, при достаточно большой длине нелинейного кристалла $d \gg (a/2\bar{\Delta\beta})\bar{\Delta\beta}^2/(\bar{\Delta\beta}^2 - \bar{\Delta\beta}^2)^{-1}$ структура поля на его выходе совпадает, как и следовало ожидать, с конфигурацией нулевой моды параметрического волновода:

$$A_+(d, x) \simeq \left[\frac{1}{\sqrt{\pi\rho_0^2}} \int_{-\infty}^{\infty} dx_1 \bar{A}_+(x_1) \exp \left(-\frac{x_1^2}{2\rho_0^2} \right) \right] \times \\ \times \exp \left[\gamma_{\max} \left(1 - \frac{a_0}{2a} \right) - \frac{x^2}{2\rho_0^2} \right]. \quad (2.20)$$

При этом радиус нулевой моды $\rho_0 = \sqrt{aa_0}$ и ее инкремент близки к значениям, определенным в работе [56] более точным методом для гауссова пучка накачки $E_3 = \exp(-x^2/2a^2)$.

О параметрическом усилении двумерных волновых пакетов. Когда групповые скорости усиливаемых волн не лежат в одной плоскости с групповой скоростью волн накачки, даже без учета дифракции необходимо в общем случае решать задачу о взаимодействии двумерных волновых пакетов. Качественные особенности этого случая можно выяснить из уравнения одноволнового приближения, обобщенного на случай двумерных взаимодействий. Для вывода этого уравнения удобно повернуть систему координат, ось z которой совпадает с осью пучка накачки, таким образом, чтобы вдоль новой оси y_1 составляющие единичных векторов относительных групповых скоростей $\Delta\beta_{1,2,y}^{(1)}$ были одинаковыми. Тогда, аналогично тому, как это сделано в работе [57] для одномерных волновых пакетов, легко получить уравнения, которые

* При этом $\gamma_+ = \gamma_{\max} |E_3(x)| - \bar{\alpha}$, $\gamma_- = \gamma_{\max} |E_3(x)| (\bar{\Delta\beta}^2 + \bar{\Delta\beta}^2)/(\bar{\Delta\beta}^2 - \bar{\Delta\beta}^2) + \bar{\alpha}$, $D = |\Delta\beta_1\Delta\beta_2|^{3/2}/2\bar{\Delta\beta} \gamma_+^0 |E_3(x)|$, $\Psi_x = -\Delta\alpha_{1,2}/\bar{\Delta\beta}^2 + \gamma_{\max} \Delta\beta / |\Delta\beta_1\Delta\beta_2|$.

кроме замены $x \rightarrow x_1$, $\Delta\beta_j \rightarrow \Delta\beta_{jx}^{(1)}$ отличаются от уравнений (2.15) тем, что в их левой части стоят дополнительные слагаемые $\Delta\beta_{jy}^{(1)} \frac{\partial}{\partial y_1}$.

Значение эффективного угла $\Delta\beta_x^{(1)}$ надо выбирать таким образом, чтобы полученные решения с наибольшей точностью удовлетворяли условиям излучения на боковой границе области взаимодействия. Это, естественно, накладывает ограничение как на форму границы, для которой можно получить решение в рамках применимости рассматриваемого уравнения, так и на класс полей, изменение которых можно исследовать с его помощью. Из сказанного выше ясно, однако, что при двумерном взаимодействии вдоль оси y_1 всегда происходит бездиффузионный сдвиг волн из пучка накачки. Поэтому даже в случае выполнения условий пространственного захвата вдоль оси x_1 ($\Delta\beta_{1x}^{(1)} \Delta\beta_{2x}^{(1)} < 0$) коэффициент усиления будет ограничен апертурным эффектом, если размер пучка $a_y^{(1)}$ вдоль оси y_1 достаточно мал ($a_y^{(1)} < d\Delta\beta_y^{(1)}$).

О возможностях наблюдения особенностей параметрического взаимодействия волновых пакетов. В заключение рассмотрим некоторые

конкретные примеры, иллюстрирующие основные закономерности усиления при взаимодействии волновых пакетов и возможности их экспериментального наблюдения.

Зависимость коэффициента усиления от направления групповых скоростей относительно оси пучка накачки можно обнаружить, исследуя зависимость коэффициента усиления Γ от угла распространения волн в плоскости (xz) (рис. 8). Внешние границы области захвата, т. е. значение θ_m , определяются из условия равенства мощности пучка

критической мощности P_0 . Например, для KDP при $\lambda_3 \approx \lambda_1, 2/2 = 0.53 \text{ мк}$ и взаимодействии $oe - e$ $P_0 \approx 0.15 |\Delta\beta_1 \Delta\beta_2|$, где P_0 измеряется в мегаваттах, а углы — в градусах. Учитывая, что $\beta_3 \approx \beta_2 = -\beta \approx 2^\circ$, получим, что $\theta_m = \beta/2 + \sqrt{\beta^2/4 + P_0/0.15} \approx 2^\circ$ при $P = 1 \text{ Мвт}$. Для незахваченных волн с углом распространения $\theta \approx \beta/2$ коэффициент усиления при длине кристалла $d = 6 \text{ см}$ будет меньше $\gamma_{\max} d$ при радиусе пучка $a < \beta d/4 = 0.5 \text{ мм}$. Аналогичная зависимость от углов должна проявляться и у интенсивности параметрической суперлюминесценции.

При взаимодействии $oo - e$ область углов, где происходит пространственный захват, лежит в интервале $|\beta_3| < \theta < |\beta_3| + \theta_m$; здесь $\theta_m = [\beta_3^2 + (8/\pi) \chi^2 P]^{1/2}$. В кристалах LiNbO_3 и LiIO_3 , в которых это взаимодействие происходит эффективно, нелинейная восприимчивость на порядок больше, чем у KDP. Поэтому $\theta_m \approx 6^\circ$ уже при мощности $P = 100 \text{ квт}$, так что даже при длине кристалла $d = 1 \text{ см}$ явление захвата волн с векторным взаимодействием существенно для пучков накачки с шириной, меньшей 1 мм .

При взаимодействии волновых цугов конечной длины условия применимости квазистатического приближения при разумной длине

* Очевидно, что аналогичным образом легко получить уравнения при учете зависимости амплитуд от трех переменных x, y, z .

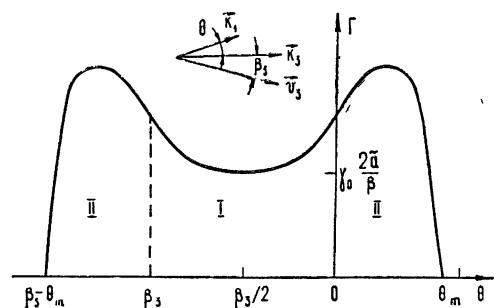


Рис. 8. Зависимость коэффициента усиления от угла θ при взаимодействии $oe - e$ для узкого пучка накачки.

кристаллов нарушаются для импульсов накачки пикосекундной длительности. Например, при длительности импульса накачки $\tau = 10^{-12}$ сек (длина цуга $2a \approx 0,15$ мм) длина квазистатического взаимодействия $L_k \approx 2a/\Delta s_1$ в кристалле LiNbO₃ равна примерно 1 мм, а для кристалла KDP при взаимодействии $oe - e$ ($\Delta s_{1,2} \approx \pm 0,01$) $L_{ct} = 2a/\Delta s_1 \approx 1,5$ см. Знаки произведения $\Delta s_1 \Delta s_2$ в этих кристаллах противоположны, и, следовательно, конечная длина цуга излучения накачки будет проявляться по-разному.

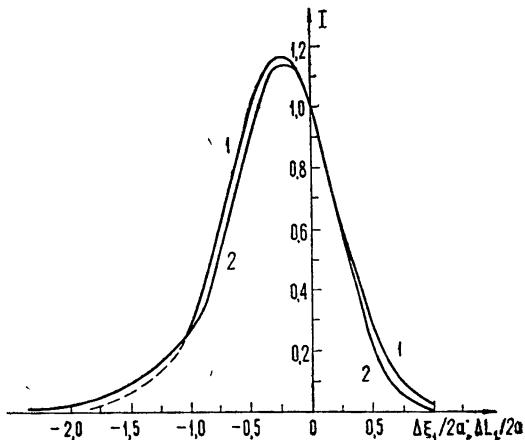
В LiNbO₃ при взаимодействии, не слишком далеком от вырожденного, цуги обеих усиливаемых волн распространяются быстрее импульса накачки ($\Delta s_1 \approx \Delta s_2 \approx 0,1$). Поэтому в случае $d > L_k \approx 0,1$ см, которым мы ограничимся, максимальный коэффициент усиления не зависит от места встречи импульса накачки с усиливаемым импульсом и не превосходит $\gamma_0 L_k$. При этом длина усиливаемого цуга увеличивается, если она сравнима с радиусом корреляции $r_{max} \approx \Delta s L_k \sqrt{2/\gamma_0 L_k}$.

При $|\Delta s_1| > |\Delta s| = (1/2) |\Delta s_1 - \Delta s_2|$ заметно увеличиваться будут лишь субпикосекундные импульсы. Длительность импульса параметрической суперлюминесценции будет, очевидно, порядка $d |\Delta s_{1,2}|$, хотя ширина ее спектра соответствует времени корреляции $\tau_k = L_k \Delta s_{1,2} \sqrt{2/\gamma_0 L_k} \ll d |\Delta s_{1,2}|$.

Более своеобразно при $d \gg L_{ct}$ будут происходить процессы усиления в кристалле KDP, если в нем выполнены условия захвата, т. е. длина цуга накачки $a > a^{(0)} = 0,3 \sqrt{S_0}$ (S_0 — в $M\text{вт}\cdot\text{см}^{-2}$). При этом импульс, попавший на вход кристалла вместе с импульсом накачки, будет усилен примерно в $\exp(\gamma_{max} d)$ раз. Усиление при встрече импульсов внутри кристалла, согласно (2.11), (2.12), определяется интегралом перекрытия $I = (1/N_0) \int_{-\infty}^{\infty} d\xi_1 V_1^{(0)} A_1(z=0, \xi)/\Delta s_1$ (рис. 9) и при больших расстояниях $\Delta \xi_1 < 0$ между импульсами в момент прихода одного

Рис. 9. Зависимость величины интегралов перекрытия I от групповых расстроек при $\Delta s_1 = \Delta s_2$, $\Delta s_1 d/2a = 3$, $a = a^{(1)}$.

1 — гауссов импульс накачки; 2 — прямоугольный импульс накачки.



из них в нелинейный кристалл равно примерно $(a/2a_0) \exp[\gamma_{max}(d - \Delta \xi_1/\Delta s_1)]$. Длительность как усиленных импульсов, так и импульсов суперлюминесценции на выходе кристалла в случае малого превышения порога «плениния» будет примерно совпадать с длительностью импульсов накачки.

3. ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРЫ ПУЧКА НАКАЧКИ НА ПРОЦЕССЫ САМОВОЗБУЖДЕНИЯ ПГС

Анализ процессов самовозбуждения ПГС с учетом конечных размеров и кривизны фазового фронта пучка накачки необходим, в частности, для определения условий оптимальной фокусировки, величины допустимых относительных перекосов зеркал и наклона пучка накачки к зеркалам. Кроме того, такое рассмотрение позволяет сделать определенные выводы о ширине углового и частотного спектров импульсных ПГС и указать некоторые специфические для ПГС способы его сужения. Существенным также является вопрос о классе систем, наименее чувствительных к структуре пучка накачки.

Условия оптимальной фокусировки при малом коэффициенте усиления ($\gamma_0 d \ll 1$) исследованы для генераторов со сферическими зеркалами в [32, 51], а для генераторов с плоскими зеркалами в [62, 63]. В первом случае рассмотрение проведено только для взаимодействия $oo-e$, а во втором—для обоих типов взаимодействия. Кроме того, в [62, 63] выяснено влияние кривизны фазового фронта широкого пучка накачки на величину инкремента мод.

О результатах исследований условий оптимальной фокусировки и структуры спектра ПГС с плоскими зеркалами, обратной связью по одной из волн и векторным взаимодействием при $\gamma_0 d > 1$ сообщалось в [36]. В настоящем обзоре показано, что учет дифракционных эффектов существенно меняет оценку величины предельной ширины полосы генерации.

Оптимальная фокусировка накачки в ПГС с малым параметром усиления. В работах [32, 51] для исследования взаимодействия $oo-e$ рассмотрен ПГС со сферическими зеркалами в приближении заданной структуры возбуждающегося в генераторе поля. Такое приближение не всегда оправдано даже при малом параметре усиления ввиду близости частот соседних типов колебаний, но, по-видимому, результаты [32, 51] дают правильные оценки для пороговой мощности накачки и оптимальных размеров ее пучка.

При взаимодействии сфокусированных гауссовых пучков наибольший КПД преобразования достигается при одинаковых значениях конфокальных параметров трех взаимодействующих волн: $2a_j^2 k_j = b_j = b_0$, где a_j —минимальный радиус пучка. При этом условии из результатов работы [51] для инкремента колебаний со структурой поля, совпадающей с нулевой модой резонатора, следует выражение (для простоты считаем $k_1 \simeq k_2 \simeq k = \bar{k}_3/2$, $\omega_1 \simeq \omega_2 \simeq \omega_3/2$, $R_1 \simeq R_2 = R$)

$$e^{pt} - \sqrt{R} = \frac{d}{2} \sqrt{\frac{P}{\pi a^2} \bar{h}}. \quad (3.1)$$

Здесь величина \bar{h} зависит от радиуса пучка накачки a , угла двулучепреломления β_3 и волновой расстройки Δk .

Максимум $\bar{h} = \tilde{h}d/4a^2k$, а следовательно, и инкремента p достигается при не равной нулю волновой расстройке $\Delta k = \Delta k_{opt} \neq 0$. Это связано с тем, что при $k_1 + k_2 - k_3 = 0$ из-за конечных радиусов пучков происходит дополнительный набег фаз $\delta\phi$ между взаимодействующими волнами, зависящий при $\beta_3 = 0$, $b_j = b_0$ только от продольной координаты. Наличие $\Delta k \neq 0$ позволяет частично скомпенсировать эту разность фаз. Для случая, когда $\Delta k = \Delta k_{opt}$, в [51] проведен подробный анализ выражения (3.1) и приведены зависимости $\bar{h} = \tilde{h}d/4a^2k = \bar{h}[B, \xi]$

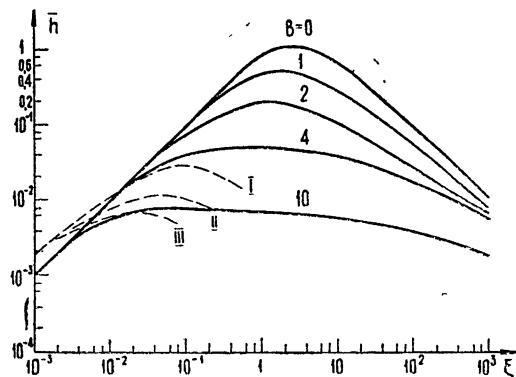
$(B = \beta_3 d \sqrt{k/d}/2, \xi = d/4a^2 k = d/2a^2 k_3)$ (см. рис. 10, сплошные кривые).

Рис. 10. Зависимость $\bar{h} = \pi \times (1 - \sqrt{R})^2 / P_{\text{пор}} \chi^2 dk_1$ от $\xi = d/2ak_1$.

Сплошные линии — для ПГС со сферическими зеркалами [51]; пунктир — для генератора с плоскими зеркалами

при $\sqrt{R} = 0,8; L \approx d$;

I — $B=0$; II — $B=10$, взаимодействие $oe-e$; III — $B=10$, взаимодействие $oo-e$.



Как следует из этого анализа, в отсутствие двулучепреломления минимальное значение оптимального радиуса a_{opt} ограничивается влиянием дифракционных эффектов в нелинейном веществе. Это ограничение связано с уменьшением эффективности преобразования вдали от фокальной плоскости пучков как из-за уменьшения амплитуды накачки, так и из-за появления в $\delta\phi$ зависимости от координаты z , которая не может быть скомпенсирована волновой расстройкой Δk . При этом $a_{\text{opt}} = (d/8\sqrt{2}k_1)^{1/2}$, а минимальное значение пороговой мощности равно

$$P_{\text{пор}}^{(\min)} = \pi (1 - \sqrt{R})^2 \chi^2 dk_1. \quad (3.2)$$

Наличие двулучепреломления при взаимодействии $oo-e$ приводит к увеличению $P_{\text{пор}}^{(\min)}$ примерно в $[1 + (4B^2/\pi) \bar{h}(0, \xi_{\text{opt}})]$ раз из-за апертурного эффекта. Это значение $P_{\text{пор}}$ достигается практически при

$$a_{\text{opt}} \simeq \sqrt{\frac{d}{2k_1}} \sqrt{1 + \frac{4B^2}{\pi}}, \quad a_{\text{opt}} \simeq \frac{\beta_3 d}{\sqrt{2}\pi} \quad \text{при } (\beta_3 d)^2 \gg \frac{d}{k_1}.$$

В работах [62, 63] рассмотрен генератор с плоскими зеркалами, размеры которых много больше поперечных размеров пучка накачки. Так как в этом случае структура возбуждающих полей существенно отличается от мод холодного резонатора, то анализ проведен на основе уравнений для собственных колебаний генератора, в которых учтено взаимодействие в нелинейном веществе. Эти уравнения получены в первом приближении по параметру усиления $\Gamma = \gamma_0 d$ методом последовательных приближений. С их помощью в случае малой угловой расходимости ($\Delta\theta \ll 1/\sqrt{dk_1}$)^{*} гауссова пучка накачки $E_n \sim \exp[-(a_1^{-2}/2)] \times (1 + ia_2^{-2}/a_1^{-2})(x^2 + y^2)$ исследованы колебания, для которых выполнены условия скалярного синхронизма и отсутствует частотная расстройка. Ниже мы приведем результаты, относящиеся к случаю, когда накачка сфокусирована в центр нелинейного кристалла ($a_1 \ll a_2$).

В отсутствие двулучепреломления минимальное значение a_{opt} ограничивается влиянием дифракционных эффектов в цепи обратной

* Это ограничение не существенно при исследовании условий оптимальной фокусировки накачки в ПГС с плоскими зеркалами и малым параметром усиления.

связи, которое характеризуется параметром $r_d = [(e^{pT} + \sqrt{R})/(e^{pT} - \sqrt{R})(L/ek)]^{1/2}$. Минимальное значение пороговой мощности (считаем $d \approx L$)

$$P_{\text{пор}}^{(\min)} = 20(1 - \sqrt{R})/\chi^2 dk_1 \quad (3.3)$$

достигается при $a_1 \approx r_d$ и при $L \approx d$ примерно в $5/(1 - \sqrt{R})$ раз больше, чем в случае, когда резонатор генератора образован сферическими зеркалами. Следует, однако, отметить, что при радиусах пучка, больших оптимального ($a_1 > r_d$), в обеих системах пороговая мощность примерно одинакова (рис. 10).

При $\beta_3 d / \sqrt{2\pi} > r_d$ в случае взаимодействия $oo-e$ в этих системах одинаковы как оптимальные значения радиуса накачки $a_{\text{opt}} \approx \beta_3 d / \sqrt{2\pi}$, так и минимальные значения пороговой мощности:

$$P_{\text{пор}}^{(\min)} = (1 - \sqrt{R})^2 \beta_3^2 / \chi^2. \quad (3.4)$$

Из приведенных в работе [63] зависимостей (рис. 10, 11) видно, что взаимодействие $oe-e$ в случае плоских зеркал более предпочтительно, чем $oo-e$ (при одинаковых значениях отношения $\beta_3 d / r_d \sqrt{2\pi}$ и других

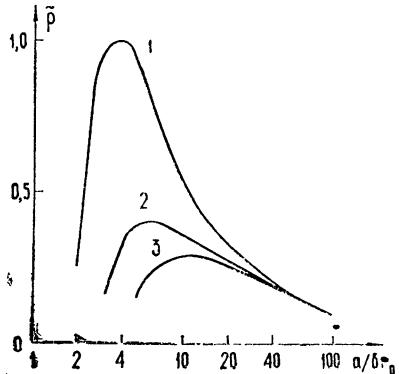


Рис. 11. Зависимость $\tilde{p} = (e^{pT} - \sqrt{R}) \left(\frac{\chi^2 P}{10\pi} \times \frac{ek_1 d}{2} \right)^{-1}$ от безразмерного радиуса $a/r_0 = a (\chi \sqrt{P/\pi} ek_1/2)$ для ПГС с плоскими зеркалами;
I — $(\beta_3 d / \sqrt{2\pi}) / \delta r_0 = 0$, II — $(\beta_3 d / \sqrt{2\pi}) / \delta r_0 = 5$, взаимодействие $oe-e$; III — $(\beta_3 d / \sqrt{2\pi}) / \delta r_0 = 5$, взаимодействие $oo-e$.

параметров). Однако для наиболее распространенных в настоящее время нелинейных кристаллов выигрыш в инкременте незначителен, так как $\beta_3 d / r_d \sqrt{2\pi}$ обычно не превышает нескольких единиц. Например, для генератора на KDP $\beta_3 d / r_d \sqrt{2\pi} = 3$ при $d \approx L \approx 3 \text{ см}$, $\lambda = 10^{-4} \text{ см}$, $\beta_3 = 1/30$, $\sqrt{R} = 0.8$.

Несмотря на указанное выше обстоятельство, при малой дисперсии угла двулучепреломления ($\beta_3 \approx \beta_2$) взаимодействие $oe-e$ может оказаться более эффективным, так как при таком взаимодействии меньше сказываются на величину инкремента мелкомасштабные неоднородности накачки или кривизна ее фазового фронта. Так, например, в случае широкого пучка накачки $a_1^2 \gg \beta_3^2 d^2 / 2\pi$ и короткого резонатора $(a_1^2 + a_2^2) \gg r_d^2$ кривизна фазового фронта не влияет на инкремент, если $(\beta_3 - \beta_2)^2 d^2 / 2\pi \ll a_2^2$. Это связано с тем, что фаза колебания с поляризацией в плоскости анизотропии (xz) имеет ту же зависимость от поперечной координаты, что и фаза накачки, а колебания, поляризованные в плоскости (yz), при этих условиях имеют почти плоский фазовый фронт, так что расстройка $\delta\psi = \psi_1 + \psi_2 - \psi_3 - \pi/2$ близка к нулю во всем поперечном сечении пучка. Следует отметить, что эти свойства ПГС при $\Delta\beta_1 \approx 0$ сохраняются и при больших параметрах усиления.

Параметрический генератор с обратной связью по одной из взаимодействующих волн. Для генераторов с большим параметром усиления легко получить результаты, воспользовавшись формулами пересчета полей, приведенными в работах [36, 54–57] (см. разд. 2). В случае гауссова пучка накачки $E_3 = \exp(-x^2/2a^2)$ применение этих формул позволяет свести исследование целого класса генераторов к задаче о собственных функциях и собственных значениях известных уравнений. Так, например, рассмотренный в работе [36] генератор с плоскими зеркалами и обратной связью по одной волне эквивалентен с точки зрения математического описания резонатору с гауссовой диафрагмой [64]. В случае, когда выполнены условия применимости одноволнового приближения, моды такого генератора пропорциональны полиномам Эрмита $E_1^{(n)}(x, d) \sim \exp[-(1/2r_0^2)(x - x_0)^2] H_n[r_0(x - x_0)]$ и их инкременты легко находятся. При достаточно широком пучке накачки, $a^2 \gg p^2 + L_s/k_1$, они имеют вид

$$\begin{aligned} p_n(\Omega) &= p_n(0) [1 - \delta p_n(\Omega)], \\ \delta p_n(\Omega) &= \frac{\Omega^2}{p_n(0)} \left(\frac{L_s}{\Omega'} \right)^2 \left\{ p^2 \left[1 + \left(\frac{2L_s}{k_1 p^2} \right)^2 \right] \right\}^{-1}, \end{aligned} \quad (3.5)$$

$$p_n(0) = \gamma_+ d + \ln V \bar{R} \left| \frac{\Delta \beta_2 - \Delta \beta_1}{\Delta \beta_2 - \Delta \beta} \right|^{-1} \left| 1 + \left[\frac{\gamma_0 d}{2a^2} \left(p^2 - \frac{i2L_s}{k_1} \right) \right]^{1/2} \right|^{-(1/2+n)},$$

где частота Ω отсчитывается от ее значения Ω_0 , при котором инкремент максимален, а L_s — оптическая длина цепи обратной связи.

В коротком резонаторе ($p^2 \gg L_s/k_1$) сдвиг пучка в цепи обратной связи зависит от Ω , так как его направление распространения определяется условиями синхронизма. С этим сдвигом, $\Delta x_0(\Omega)$, который для мод с $\Omega \neq 0$ отличен от оптимального $\Delta x_0(0)$, и связана в случае короткого резонатора зависимость инкремента от частоты: $\delta p_n(\Omega) \sim (1/p^2) (\Omega L_s/\Omega')^2 = \{[\Delta x_0(0) - \Delta x_0(\Omega)]/p\}^2$. В длинном резонаторе ($p^2 \ll L_s/k_1$) возбуждаются моды, у которых сдвиг в цепи обратной связи слабо зависит от частоты и близок к оптимальному, а уменьшение инкремента вызвано отстройкой от синхронизма: $\delta p_n(\Omega) \sim (\Omega/\delta\Omega)^2$.

Для генератора с импульсной накачкой из (1.10) и (3.5) легко получить выражение для ширины частотного спектра $2\bar{\Delta}\Omega$ усредненного по всем направлениям излучения:

$$\bar{\Delta}\Omega = \frac{1}{\sqrt{2\Gamma_c}} \left[\Gamma \left(1 - \frac{\Gamma_{\text{пор}}}{\Gamma} \right) \right]^{1/2} \Omega' \frac{p}{L_s} \left[1 + \left(\frac{2L_s}{k_1 p^2} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (3.6)$$

Как следует из (3.6), в ПГС с длинным резонатором ($p^2 \gg L_s/k_1$) $2\bar{\Delta}\Omega$ примерно в 3 раза меньше ширины полосы синхронизма, т. е. незначительно превосходит ширину полосы излучения в заданном направлении (1.11).

Ширина углового спектра $2\Delta\theta = 2(\bar{\Delta}\theta + \Delta\theta_a)$ рассматриваемого генератора определяется как направлениями излучения мод с разными частотами, так и угловой расходимостью мод на данной частоте $\Delta\theta_a$. Угловая расходимость $\Delta\theta_a$, связанная с модовой структурой излучения, при значительном превышении накачкой порогового значения определяется расходимостью высших мод и равна

$$\Delta\theta_a = \frac{1}{\sqrt{2\Gamma_c}} \left[\Gamma \left(1 - \frac{\Gamma_{\text{пор}}}{\Gamma} \right) \right]^{1/2} \frac{1}{\sqrt{L_s k_1}}. \quad (3.7)$$

В случае короткого резонатора величина $\bar{\Delta}\theta$ связана с шириной частотного спектра $\bar{\Delta}\Omega$ соотношением $\bar{\Delta}\theta = \bar{\Delta}\Omega/\Omega'$, и выражение для нее

следует из (3.6). Если длина резонатора достаточно велика ($\rho^3 \ll L_s/k_1$), то направления распространения волн с различными частотами практически совпадают и $\Delta\theta \simeq \Delta\theta_d$.

В случае, когда выполнены условия захвата лишь для нулевой моды параметрического волновода и длина взаимодействия достаточно велика ($a < [\Delta\beta_1\Delta\beta_2/(\Delta\beta_1 + \Delta\beta_2)] d$, $(\tilde{\gamma}_0 - \tilde{\gamma}_1)d \gg 1$), на выходе нелинейного вещества распределение поля слабо зависит от его вида на входе и практически совпадает с нулевой модой параметрического волновода. С учетом дифракционного расплывания и сдвига в цепи обратной связи $\Delta x_0(\Omega)$, определяемого в этом случае частотой Ω при любой длине резонатора, для инкремента имеем выражение

$$\begin{aligned} e^{p(\Omega)T} = & \frac{\sqrt{R}}{\Delta\beta_1} \exp(\tilde{\gamma}_0 d) I \simeq \frac{\sqrt{R}}{1 + |\Delta\beta_1/\Delta\beta_2|} \times \\ & \times \exp \left\{ \left[-\frac{1}{4r_0^2} (\Delta x_0(\Omega))^2 \right] \left[1 + \left(\frac{L_s}{2k_1 r_0^2} \right)^2 \right]^{-1/4} \right\}. \end{aligned} \quad (3.8)$$

Здесь интеграл перекрытия

$$\begin{aligned} I = & \frac{1}{N_0^2} \int dx V^{(0)}(x) \int dx_1 \left(-\frac{ik_1}{2\pi L_s} \right)^{1/2} \times \\ & \times \exp \left\{ \frac{ik_1}{2L_s} [x - x_1 - \Delta x_0(\Omega)] \right\} U^{(0)}(x_1). \end{aligned} \quad (3.9)$$

При этом $\overline{\Delta\Omega}$ описывается выражением (3.6), если в нем заменить ρ на $2r_0$, где r_0 — радиус основной моды параметрического волновода. В этом случае выражение для $\overline{\Delta\Omega}$ справедливо и при $a^2 < L_s/k_1$. Минимальное значение ширины частотного спектра примерно такое же, как и в предыдущем случае (отличается лишь множителем $\sqrt{\tilde{\gamma}_0 d}/2$), а $\overline{\Delta\theta}$ равно

$$\overline{\Delta\theta} = \frac{1}{\sqrt{2\Gamma_c}} \left[\Gamma \left(1 - \frac{\Gamma_{\text{поп}}}{\Gamma} \right) \right]^{1/2} \frac{1}{r_0 k_1}. \quad (3.10)$$

Приведенные результаты показывают, что в рассмотренном генераторе легко получить излучение с шириной частотного спектра такой же, как и при одномерных взаимодействиях. Угловая расходимость при этом примерно совпадает с расходимостью излучения с $\Omega = 0$.

В заключение остановимся на вопросе об оптимальной фокусировке накачки. Как видно из приведенных выше выражений (3.5), (3.8), при $\tilde{\gamma}_0 d > 1$ дифракционное расплывание в цепи обратной связи слабо влияет на инкремент колебаний. Поэтому при выполнении условий пространственного захвата фокусировка приводит к увеличению инкремента $p \sim 1/a$ до тех пор, пока не начинает сказываться дифракционное расплывание накачки в нелинейном веществе ($a_{\text{опт}} \simeq Vd/k_3$) (см. рис. 7).

В другом случае, когда $\Delta\beta_1\Delta\beta_2 > 0$ или не выполнены условия захвата, существует систематический снос энергии параметрически взаимодействующих волн из области, занятой излучением накачки. В результате максимум коэффициента усиления Γ_m достигается при $a = \Delta\beta_1\Delta\beta_2 d / 2\overline{\Delta\beta}$. Эта величина может быть больше $\sqrt{d/k_3}$ и в рассматриваемом случае определяет оптимальный радиус накачки (рис. 7).

В промежуточном случае, когда один из углов $\Delta\beta$, равен нулю ($\Delta\beta_1 = 0$, $\Delta\beta_2 \neq 0$), апертурный эффект не приводит к ограничению длины области взаимодействия и поэтому $a_{\text{opt}} \simeq \sqrt{d/k_3}$. Следует, однако, отметить, что при $a < \Delta\beta d$ дальнейшее уменьшение радиуса пучка накачки приводит к более медленному росту инкремента, чем в случае, когда выполнены условия захвата (рис. 7).

4. О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ВОЛН В ПГС ПРИ НЕМОНОХРОМАТИЧЕСКОЙ НАКАЧКЕ

Излучение ОКГ, применяемое для накачки ПГС, может в некоторых случаях иметь широкий спектр. Влияние немонохроматичности накачки на процессы в ПГС зависит, в первую очередь, от соотношения фаз мод накачки, а также от соотношения длин резонаторов ОКГ и ПГС. Основные закономерности можно выяснить при анализе двух предельных случаев: хаотических и синхронизированных фаз мод накачки. В последнем случае наибольший интерес представляет определение условий синхронизации мод ПГС. Проведенные к настоящему времени исследования затрагивают, в основном, влияние немонохроматичности накачки на условия самовозбуждения ПГС и проведены в приближении взаимодействия плоских, но не монохроматических волн.

Без учета групповых расстроек условие самовозбуждения и синхронизации мод ПГС при синхронизированных модах накачки определяется, как показано в работе [65] для случая малого параметра усиления, ее пиковой мощностью. Без учета групповых расстроек задача легко решается при произвольной форме импульсов накачки и в случае большого значения параметра усиления. В работе [42] на примере ПГС бегущей волны показано, что при этом легко определяется также и стационарный нелинейный режим работы, если найдены стационарные состояния ПГС при монохроматической накачке. Однако учет групповых расстроек во многих случаях является принципиальным*. Например, даже малая по сравнению с длиной цуга волны накачки $2a$ разница длин оптических путей волн в резонаторах ОКГ и ПГС может нарушить синхронизацию мод в последних [66, 67]. Кроме условий синхронизации мод в ПГС, полученных с учетом групповых расстроек для некоторых конкретных случаев в работах [66, 67], мы приведем результаты более общего рассмотрения, которое, учитывая пространственно-временную аналогию, легко провести, воспользовавшись результатами предыдущей главы.

Для идеализированной системы с одномодовым резонатором на основную волну условия самовозбуждения оказываются не зависящими от фаз мод накачки [68]. Однако, как показано в работе [66], на примере систем с малым коэффициентом усиления и хаотическими фазами мод накачки для случая многомодовых резонаторов пороговое значение средней мощности может быть, в зависимости от величины групповых расстроек, как меньше, так и больше значения при монохроматической накачке.

Ниже приведем более подробно некоторые основные результаты.

Синхронизация мод ПГС при малом параметре усиления. В этом случае для исследования процессов самовозбуждения удобно, используя при решении уравнений (2.2) метод последовательных приближе-

* При этом процесс синхронизации мод ПГС отличается от процесса синхронизации мод ОКГ в основном тем, что синхронизируются фазы двух групп мод с разным межмодовым расстоянием.

ний, получить уравнения для амплитуд $A_{1,2}(\xi)$ на входе нелинейного кристалла. Например, в первом приближении по параметру усиления $\Gamma = \gamma_0 d$ они имеют вид

$$\begin{aligned} A_{1,2}(\xi + L_{1,2}) = & \sqrt{R_{1,2}} \left[A_{1,2}(\xi) + \right. \\ & \left. + i\gamma_0 \int_0^d dz A_3(\xi - \Delta s_{1,2}z) A_{2,1}^*(\xi \pm 2\tilde{\Delta s}z) \right]. \end{aligned} \quad (4.1)$$

Здесь L_i — длина оптического пути i -й волны в резонаторе ПГС.

Амплитуду и фазу излучения ОКГ, применяемого в качестве источника накачки, можно, по крайней мере приближенно, считать периодической функцией времени с периодом T . При этом уравнения для возбуждающихся полей имеют решения вида $u_{1,2}(\xi) \exp(p\xi)$, где $u_{1,2}(\xi)$ — периодическая, с периодом $L_3 = s_3^{-1}T$, функция переменной ξ . При длине цуга волны накачки $2a \ll L_3$ и синхронизации мод ПГС $u_{1,2}(\xi)$ заметно отличаются от нуля лишь в области, много меньшей L_3 . Поэтому в этом случае условие периодичности для $u_{1,2}(\xi)$ можно приближенно свести к условиям излучения из области «взаимодействия» $|\xi| < 2a^*$. Если, кроме того, оптические длины путей волн в резонаторах ПГС и ОКГ близки** ($|\Delta L_{1,2}| = |L_{1,2} - L_3| < 2a$), то уравнения для $u_{1,2}(\xi)$ можно приближенно заменить дифференциальными уравнениями, которые с точностью до обозначений совпадают с уравнениями задачи о пространственном захвате [54–56]. Если $\tilde{\Delta s}\gamma_0 d^2 \ll 2a$, то роль групповых расстроек $\Delta\beta_{1,2}$ играют расстройки $\Delta L_{1,2}$. Поэтому необходимым условием синхронизации мод ПГС является условие $\Delta L_1 \Delta L_2 < 0$, при котором параметрическое расплывание компенсирует групповые расстройки. При одинаковых знаках ΔL_1 и ΔL_2 , возбуждающиеся в ПГС волны заполняют все пространство резонатора ПГС и инкремент их определяется средней мощностью накачки.

Таким образом, характер процессов синхронизации мод аналогичен характеру процессов при пространственном захвате: необходимо, чтобы относительно импульса накачки связанные волны двигались бы, по крайней мере в среднем за проход, навстречу друг другу. Расстройки в линейных цепях могут играть существенную роль: синхронизация может иметь место и при отсутствии захвата в нелинейном кристалле.

Инкременты возбуждающихся мод $u_{1,2}(\xi)$ генератора легко находятся и, например, при $R_1 = R_2 = iR$ равны

$$p_n T = \ln V\bar{R} + \gamma_0 d_{\text{эфф}} \frac{2 \sqrt{\Delta L_1 \Delta L_2}}{\Delta L_1 + \Delta L_2} \sqrt{1 - \frac{a_n}{a_{\text{эфф}}}}, \quad (4.2)$$

$$a_n = 4(n + 1/2) \sqrt{\Delta L_1 \Delta L_2} / \gamma_0 d_{\text{эфф}}.$$

Эффективная длина взаимодействия $d_{\text{эфф}}$ и эффективная длина цуга накачки $a_{\text{эфф}}$ зависят от отношения расстроек $\Delta s_{1,2}d$ в нелинейной среде к длине цуга накачки. При $\Delta s_{1,2}d \ll 2a$, что имеет место при накачке излучением газовых ОКГ, они определяются выражениями

* Такая ситуация, естественно, имеет место и при большом значении параметра усиления.

** При $\Delta L_{1,2} = 0$ расчет можно провести, воспользовавшись результатами работы [63] (см. разд. 3).

$$\begin{aligned} d_{\text{эфф}}^2 &= d^2 \left[1 - \frac{5}{24} \left(\frac{\Delta s_1 d + \Delta s_2 d'}{2a} \right)^2 + \frac{3}{2} \frac{\Delta s_1 d \Delta s_2 d'}{a^2} \right], \\ a_{\text{эфф}}^2 &= a^2 \left\{ 1 + \frac{1}{12} \left[\left(\frac{\Delta s_1 d}{a} \right)^2 + \left(\frac{\Delta s_2 d}{a} \right)^2 \right] \right\}. \end{aligned} \quad (4.3)$$

Таким образом, при $2a > (1/\Gamma) \sqrt{|\Delta L_1 \Delta L_2|}$ зависимость инкрементов мод генератора примерно такая же, как и при непрерывной накачке, соответствующей пиковому значению параметра усиления $\gamma_0 d$.

В другом предельном случае, когда расстройки $\Delta s_1, d$ велики по сравнению с длиной цуга волны накачки ($|\Delta s_1, d| \gg 2a$) в выражении для инкрементов, как можно показать, вместо $a_n/a_{\text{эфф}}$ входит $(a_n/\Delta s_1 d)^2$, где $a_n = \pi(n + 1/2) \sqrt{\Delta L_1 \Delta L_2}/(\gamma_0 d_{\text{эфф}} R)$, а $d_{\text{эфф}} \simeq a \sqrt{\pi/2 \Delta s_1}$.

Полученные выражения несправедливы, когда коэффициент обратной связи по одной из волн стремится к нулю ($R_2 \rightarrow 0$) или расстройка ΔL_2 превышает длину цуга накачки. Расплывание волны E_1 в этом случае осуществляется из-за волны E_2 , возбуждающейся непосредственно в нелинейном кристалле и имеющей относительно малую амплитуду. Поэтому условия на допустимую величину групповой расстройки оказываются более жесткими: синхронизация мод ПГС возможна при $(12/\sqrt{R_1 \Gamma^2}) (\Delta L_1/2\Delta s d)^2 < 1$. Например, для ПГС с кристаллом LiNbO_3 и накачкой от аргонового ОКГ, длина цугов которого $2a \simeq 5 \text{ см}$, даже при взаимодействии, далеком от вырожденного ($\lambda_1 = 0,7 \text{ мк}$, $\lambda_2 \simeq 2 \text{ мк}$, $\Delta s \simeq 0,04$), точность настройки длины резонатора при $d \simeq 1 \text{ см}$ должна достигать нескольких сотых сантиметра.

Синхронизация мод ПГС при большом параметре усиления. Сделанные выше выводы о структуре возбуждающихся при синхронизации мод ПГС полей остаются в силе и при большом параметре усиления. Поэтому для анализа условий синхронизации мод ПГС с обратной связью по одной волне, для определенности первой, можно воспользоваться приведенными выше результатами решения задачи о колебаниях, возбуждающихся в ПГС при взаимодействии с монохроматическими пучками накачки. При этом, однако, достаточно ограничиться результатами в приближении параксиальной геометрической оптики.

При отсутствии захвата волн в нелинейном кристалле и длине кристалла d , меньшей длины квазистатического взаимодействия $L_k = 2a/\Delta s$ для гауссовой формы импульсов накачки $E_3 \sim \exp(-\xi^2/2a^2)$, инкремент основной возбуждающейся моды можно записать в виде

$$pT = \ln \frac{R_1/2}{\sqrt{1 + 2\Delta s d/a}} + \Gamma \left[1 - \frac{\Delta L_1^2}{2(2\Delta s d)^2(1 - \Gamma_{\text{нор}}/\Gamma)} \right]. \quad (4.4)$$

В случае $d > L_m = L_k(1 - \Delta s/\Delta s)^{-1}$ при оценках можно применять соотношение (4.4), заменив d на L_m , а Γ на $\Gamma_m = \gamma_0 L_k(1 - \Delta s/\Delta s)^{-1/2}$.

Как следует из (4.4), расстройка длин резонаторов ОКГ и ПГС не должна превышать длины области корреляции $\rho_k = 2\Delta s d$, и для пико-секундных импульсов накачки она весьма мала. Например, при $a = 0,1 \text{ мм}$ ($\simeq 10^{-12} \text{ сек}$) длина квазистатического взаимодействия в кристалле LiNbO_3 — около 1 мм . Поэтому даже при $\lambda_1 \simeq 0,7 \text{ мк}$, $\lambda_2 \simeq 2 \text{ мк}$, когда $2\Delta s \simeq 0,04$, допустимая расстройка ΔL_1 составляет всего $0,004 \text{ см}^*$.

* Если условия синхронизации не выполнены, то излучение ПГС будет состоять из импульсов параметрической суперлюминесценции, амплитуда которых при плотности потока мощности накачки около $1 \text{ Гвт} \cdot \text{см}^{-2}$ и длине кристалла $d \simeq 1 \text{ см}$ может быть довольно велика, поскольку усиление волны происходит за счет последовательного взаимодействия с $2a/\Delta L_1$ импульсами накачки.

Положение улучшается в том случае, когда в кристалле выполнены условия пространственного захвата. В частности, при длине кристалла больше длины статического взаимодействия $L_{ct} \simeq 2a/\max |\Delta s_j|$ для оценок условий синхронизации можно применять формулу (4.4).

На рис. 9 приведена зависимость от ΔL_1 интеграла перекрытия моды параметрического волновода с полем, пришедшем на вход кристалла через цепи обратной связи со сдвигом ΔL_1 относительно цуга волны накачки. Из рис. 9 следует, что при $|\Delta L_1| < a$ ($\Delta s_1 \simeq -\Delta s_2$) выражение для инкремента можно записать в виде $pT = \tilde{\gamma}_0 d - |\ln R_s|$, где $R_s \simeq (R_1/2)(1 - |\Delta L_1|/2a)$.

При $\Delta L_1 > 2a$ интеграл $I(\Delta L_1) = 0$, т. е. возбуждения не будет. В области же сдвигов $-(2a + \Delta s_1 d) < \Delta L_1 < -2a$, когда захват происходит после столкновения импульса генерируемой волны с импульсами накачки в самом кристалле, зависимость инкремента от ΔL_1 можно аппроксимировать в виде

$$pT = \tilde{\gamma}_0 d \left(1 - \frac{|\Delta L_1|}{\Delta s_1 d} \right) - \ln \left(\frac{R_1}{2} \frac{2a}{\Delta s_1 \tilde{\gamma}_0^{-1}} \right).$$

Таким образом, синхронизация мод ПГС при захвате волн импульсами накачки возможна в интервале $-(2a + \Delta s_1 d) < \Delta L_1 < 2a$.

Процессы самовозбуждения ПГС при случайных фазах мод накачки удобнее исследовать, применяя спектральный подход. Следует, однако, учитывать, что при немонохроматической накачке в ПГС могут возбуждаться поля с нерезонансными частотами, которые, несмотря на малую спектральную интенсивность, в некоторых случаях могут оказывать существенное влияние на процесс отбора энергии излучения накачки. Поэтому разложение полей по модам «холодного» резонатора оказывается не всегда удобным. В работе [66] проведен анализ уравнений для амплитуд полей на выходе в нелинейный кристалл, полученных, в отличие от уравнений (4.1), с точностью до членов второго порядка малости по параметру усиления ($\tilde{\gamma}_0 d$). Эти уравнения оказываются одинаково удобными для анализа при возбуждении полей как резонансных, так и нерезонансных частот.

Оказывается, что при большом числе мод накачки со случайными фазами ($E_3 = \sum B_n \exp[-i(\Omega^{(n)} t + \varphi_n)]$) уравнения, определяющие изменения полей в ПГС, имеют два типа (I и II) экспоненциально нарастающих собственных решений, отличающихся характером спектра*:

$$\begin{aligned} A_{1,2}^{(i)}(t) &= \exp(p_{1,\text{II}} t) \left[1 + \sum_{l>1} \left(\frac{\tilde{\gamma}_0^2 d^2}{2} \nu \overline{R_{1,2}} \right)^l A_{1,2}^{(i,l)}(t) \right], \\ a_{2,1}^{(j)}(t) &= (\tilde{\gamma}_0 d) \exp(p_{1,\text{II}} t) \sum_{l>0} \left(\frac{\tilde{\gamma}_0^2 d^2}{2} \nu \overline{R_{1,2}} \right)^l a_{2,1}^{(j,l)}(t). \end{aligned} \quad (4.5)$$

Здесь $A_{1,2}^{(i,l)}$ и $a_{2,1}^{(j,l)}$ — ограниченные функции, которые можно записать в виде набора гармоник с частотами $\Omega^{(n)}$.

В решениях с индексом I выделенную спектральную составляющую имеет волна первого типа. Ее естественно в данном случае назвать основной, а волну второго типа — сопряженной. В решениях с индексом II основной является волна второго типа. Инкременты p' и частоты p'' собственных колебаний при большом числе мод накачки близки к некоторым средним значениям, которые и рассмотрим ниже.

* В этом пункте, в отличие от остальных, принята такая нормировка, что параметр связи волн γ_0 соответствует не пиковому, а среднему потоку мощности накачки.

При квазинепрерывном спектре накачки, когда спектральное расстояние между ее соседними модами $\Delta = 2\pi/T_{1,2}$ много меньше расстояния $2\pi/T_{1,2}$ между модами резонатора ПГС, отбор энергии у излучения накачки происходит, в основном, за счет нерезонансного взаимодействия. Поэтому, инкремент мод генератора не зависит от коэффициента обратной связи по сопряженной волне; например, для нулевой моды он равен

$$p'_{1,2} = \frac{1}{T_{1,2}} \ln \left\{ \sqrt{R_{1,2}} \left[1 + \frac{\gamma_0^2 d^2}{2} \left(1 + \frac{5\Delta\omega^2}{4\Delta\omega_{13,23}^2} \right)^{-1/2} \right] \right\}. \quad (4.6)$$

Здесь $\Delta\omega$ — ширина спектра накачки, $\Delta\omega_{13,23} = 2\sqrt{\pi}/(\Delta s_{23,13} d)$ — величины, характеризующие групповые расстройки в нелинейном кристалле.

Условия самовозбуждения существенно меняются, если расстояние между модами накачки близко к расстоянию между модами резонатора. Инкременты при этом для случаев $R_1=R_2 \approx 1$ и $R_{2,1}=0$ имеют вид

$$\begin{aligned} p' &= \frac{1}{T_{1,2}} \ln [\sqrt{R_1} (1 + \gamma_0 d V \zeta)], \\ p' &= \frac{1}{T_{1,2}} \ln \left[\sqrt{R_{1,2}} \left(1 + \frac{(\gamma_0 d)^2}{2} \zeta \right) \right]. \end{aligned} \quad (4.7)$$

Функция ζ характеризует влияние расстроек на взаимодействие волн. Если расстройки по сопряженным волнам малы ($|\Delta\omega_{13,23}| \gg \Delta\omega$, $|\Delta_{2,1}| = |(1/\sqrt{R_{2,1}})(T_{2,1}-T)|^{-1} [\exp(Tp') - \sqrt{R_{2,1}}]/2\pi | \gg \Delta\omega$), а по основным волнам велики, то $\zeta \approx 1^{**}$. В случае, когда малы те и другие расстройки, эффективный коэффициент усиления $\Gamma_{\text{эфф}} \approx \gamma_0 d \sqrt{2.5}$ при многомодовой накачке примерно в 1.5 раза больше, чем при монохроматической той же средней мощности. При $\Delta\omega > |\Delta\omega_{13}|$, $|\Delta\omega_{2,3}|$, $|\Delta_1|$, $|\Delta_2|$ функция $\zeta < 1$.

5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПГС

Экспериментальным исследованиям ПГС посвящены сравнительно недавние обзоры [69, 20, 70]. Поэтому, ограничившись кратким рассмотрением работ, несколько подробнее остановимся лишь на некоторых результатах.

ПГС с непрерывной накачкой. Мощность аргоновых ОКГ или ОКГ на итриево-алюминиевом гранате, используемых в качестве источников непрерывной накачки, не превышает сотен ватт, а обычно составляет несколько ватт или доли ватта. Поэтому при непрерывной накачке необходимо применять ПГС со сферическими зеркалами и фокусировку пучка накачки в кристаллах типа LiNbO_3 при 90-градусном синхронизме, когда двулучепреломление несущественно.

* Величины $\Delta_{1,2}$, характеризующие накапливающиеся групповые расстройки из-за несовпадения периодов движения волн в резонаторах ПГС и ОКГ, удобно записать, введя оптические длины $L_{1,2}=T_{1,2} c^{-1}$ и $L_3=T c^{-1}$:

$$\Delta_{1,2} \approx \frac{2\pi c}{(L_{1,2} - L_3) \sqrt{R_{1,2}}} \begin{cases} 1.4 \gamma_0 d & \text{при } R_1=R_2=R \\ (\gamma_0 d)^2 & \text{при } R_{2,1}=0 \end{cases}.$$

** Этот результат совпадает с рассмотренным в [68] случаем.

Таблица 2

Литература	Кристалл; λ_3	Способ и диапазон перестройки	Тип ПГС; коэффициенты отражения зеркал	$\tilde{P}_{\text{пор}}(\tilde{S}_{\text{пор}})$ $\text{квт}(\text{МВт}\cdot\text{см}^{-2})$	$P_{\max}(S_{\max})$ $\text{кВт}(\text{МВт}\cdot\text{см}^{-2})$	$P_i(S_i)$ $\text{квт}(\text{МВт}\cdot\text{см}^{-2})$	$\eta_i = P_i P_{\max}^{-1}$	$\bar{\eta}_i = W_i W_{\max}^{-1}$	$\Delta P_{\max} P_{\max}^{-1}$	$\Delta\Omega_k (\Delta\Delta_k)$ $\Delta\omega_k (\Delta\lambda_k)$, n_k n_k	Стабильность; плавность перестройки
[47, 76]	LiNbO_3	вращение кристалла $\frac{d\lambda_1}{d\theta_0} \approx 8,8 \text{ \AA} \cdot \text{мин}^{-1}$	$r_{+1}=r_{-1}=0,986$ $r_{+2}=r_{-2}=0,98$	65	270	$P_{+1}=30$	$\eta_{+1}=\eta_{-1}=0,11$		0,76	$\Delta\Delta_k=9^\circ$ $\Delta\lambda_k=12 \text{ \AA}$ $n_k=1 \div 3$	$\pm 5 \text{ \AA}$ $\pm 10,7 \text{ \AA}$
[47]	$0,69 \text{ мк}$	$\lambda_1 \approx 1,4 \text{ мк}; \lambda_2 \approx 2,08 \text{ мк}$	$r_{+1}=0,982, r_{+2}=0,175$ $r_{-1}=0,999; r_{-2}=0,075$	180	630	$P_{+2}=41$	$\eta_{+2}=0,06$	$\bar{\eta}_{+2} \approx 0,006$	0,38	$\Delta\Delta_k=10 \div 20 \text{ \AA}$ $n_k=1$	
[75]	LiNbO_3 $0,53 \text{ мк}$	$\lambda_1=0,96 \text{ мк}$ $\lambda_2=1,18 \text{ мк}$	$r_{+1}=r_{+2}=0,96$ $r_{-1}=r_{-2} \approx 1$	5	10	$P_{+1}=1,8$	$\eta_{+1}=0,18$		0,5	$n_k=3 \div 4$	
[35]	KDP $0,53 \text{ мк}$	вращение кристалла $\lambda_2=0,95 \div 1,1$	ПГС БВI $r_1=1; r_2=0$	$3 \cdot 10^3 \div 5 \cdot 10^3$	10^4	$P_{+2}=1,4 \cdot 10^3$	$\eta_2=0,14$	$\bar{\eta}_2=0,07$	0,4	$\Delta\Omega_k < 0,1 \text{ см}^{-1}$ $\Delta\omega_k=1 \div 20 \text{ см}^{-1}$ $n_k=1 \div 2$	
[30, 34, 37]	KDP $0,53 \text{ мк}$	$\lambda_1 \approx \lambda_2 \approx 1,06 \text{ мк}$	ПГС БВ $r_1 \approx r_2 \approx 0$	(~ 60)	(200)	$P_1+P_2=100$		$\bar{\eta}_1+\bar{\eta}_2=0,22$		$\Delta\Delta_k=1 \div 3 \text{ \AA}$ $n_k=1$	
[34]	KDP $0,53 \text{ мк}$	вращение кристалла $0,95 \div 1,13 \text{ мк}$	пластинчатый отражатель	(40)		$P_1+P_2=100$					
[78]	LiNbO_3 $0,69 \text{ мк}$	вращение кристалла $\lambda_1=0,98 \div 1,04 \text{ мк}$	$r_{\pm 2} \approx 1; r_{\pm 1} \approx 0,1$		800	$P_{+1}=250$	$\eta_{+1}=0,14$	$\bar{\eta}_{+1} \approx 0,0014$		$\Delta\Delta_k=10 \div 20 \text{ \AA}$ $n_k=1$	$\pm 1 \text{ \AA}$ $\pm 2,3 \text{ \AA}$
[19]	LiNbO_3 $0,69 \text{ мк}$	качание луча накачки $\lambda_1=1,2 \div 1,05 \text{ мк}$	векторное взаимодействие $r_{\pm 2}=0,95; r_{\pm 1}=0$		750	$P_{+1}=250$	$\eta_{+1}=0,33$		0,75	$\Delta\Omega_k$ $\Delta\omega_k \approx 3 \text{ см}^{-1}$ $n_k=1 \div 3$	
[36, 77]	KDP $0,53 \text{ мк}$	вращение кристалла $\lambda_2=0,96 \div 1,4 \text{ мк}$	ПГС БВII $r_1=1; r_2=0,2$	$3 \cdot 10^3 \div 5 \cdot 10^3$	$1,5 \cdot 10^4$	$P_2 \approx 2 \cdot 10^3$ ($S_2 \approx 100$)	$\eta_2 \approx 0,16$	$\bar{\eta}_2=0,08$		$\Delta\Omega_k \leq 0,1 \text{ см}^{-1}$ $\Delta\omega_k=2 \text{ см}^{-1}$ $n_k=1 \div 2$	$\pm 0,2 \text{ \AA}$ $\pm 3 \text{ \AA}$
[20]	KDP $0,53 \text{ мк}$	$\lambda_1 \approx 1,06$	ПГС БВ $r_1=1; r_2=0$	(2)		(5)				$\Delta\Omega_k \approx 0,01 \text{ см}^{-1}$ $n_k=1 \div 2$	
[80]	LiNbO_3 $1,06 \text{ мк}$	нагрев кристалла $\lambda_1=2,13 \div 1,99 \text{ мк}$	$r_{+1,2} \approx 0,96$	0,025	1	$P_{+1}+P_{+2}=0,17$	$\eta_{+1}+\eta_{+2}=0,17$	$\bar{\eta}_{+1}+\bar{\eta}_{+2}=0,085$			
[64]	LiNbO_3 $0,69 \text{ мк}$	вращение кристалла $\lambda_3=42 \div 200 \text{ мк}$	отражение от грани кристалла		$1,3 \cdot 10^3$	$P_1 \approx 800$ $P_2 \approx 5 \cdot 10^{-3}$	$\eta_1 \approx 0,6$	$\bar{\eta}_1 \approx 0,6$	0,6	$15 \div 100 \text{ см}^{-1}$	
[19]	LiNbO_3 $0,69 \text{ мк}$	$\lambda_1=2,22 \text{ мк}$ $\lambda_2=1,015 \text{ мк}$	$r_{\pm 1}=0,03$ $r_{\pm 2}=0,96$		135 (48)	при установке частотного селектора выходная энергия уменьшалась в 4 раза				$\Delta\Omega_k < 0,1 \text{ см}^{-1}$ $n_k=1$	

$\tilde{P}_{\text{пор}}(\tilde{S}_{\text{пор}})$ — пороговое значение мощности (плотности потока мощности)

накачки, соответствующее началу регистрации излучения ПГС; $P_{\pm i}$ — максимальная

мощность выхода i -й волны в прямом и обратном лучу накачки направлениях; η_i — КПД по энергии W_i i -й генерируемой волны; ΔP_{\max} — нелинейное поглощение накачки с мощностью P_{\max} ; $\Delta\Omega_k$, $\Delta\omega_k$, n_k — ширина кластера, расстояние между кластерами и число кластеров.

Впервые параметрическая генерация при непрерывной накачке получена авторами работы [71] в системе (рис. 12) с пороговой мощностью $P_{\text{пор}} = 45 \text{ мвт}$ и выходной мощностью 3 мвт при $P = 300 \text{ мвт}$. Излучение ПГС имело вид пичков с длительностью около 0,1 мсек. Частота излучения менялась от пичка к пичку на несколько ангстрем. Такой

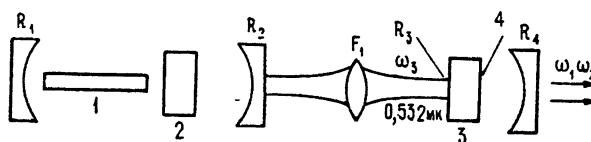


Рис. 12. Схема ПГС с непрерывной накачкой [71].

R_i —зеркала ($i=1, 2, 3, 4$); F_1 —линза, 1—кристилл YAlG—Nd; 2, 3—кристиаллы $\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$; 4—антиотра-жающее покрытие.

характер генерации связан, по-видимому, с нестабильностью частоты накачки.

Для уменьшения обратного влияния ПГС на генератор накачки за счет линейного и нелинейного отражений применена система с резонатором бегущей волны и накачкой от одночастотного аргонового лазера [72]. Длительность импульсов генерации составляла при этом несколько микросекунд. Несмотря на 60-процентное «выедание» накачки при двухкратном превышении порогового значения 150 мвт выходная мощность на сигнальной волне составляла всего несколько милливатт из-за неоптимального выбора коэффициентов отражения зеркал.

Результаты исследования генерации в ПГС при накачке излучением аргонового ОКГ в многомодовом режиме приведены в работе [73]. За счет подбора длин резонаторов ПГС и ОКГ пороговое значение мощности оказалось близким к значению при монохроматической накачке.

Сообщения о некоторых новых результатах, в частности, о повышении КПД до 30%, были сделаны в последнее время [74].

Результаты исследований ПГС при импульсной накачке. В первых экспериментальных работах КПД ПГС с импульсной накачкой не превышал нескольких процентов [15]. Последующие исследования показали, что при накачке, близкой к одномодовой, КПД преобразования по мощности одной волны может быть повышен до 10—40% (см. табл. 2). Поскольку энергетические характеристики излучения ПГС в импульсном режиме достаточно полно отражены в табл. 2, остановимся только на результатах исследования спектральных характеристик.

Спектр ПГС с обратной связью по обеим волнам при необходимом для получения достаточно большого КПД превышении порога самовозбуждения состоит из нескольких полос (клusterов) [15, 34, 47, 76]. Средняя частота генерации оказывается существенно зависящей от температуры кристалла, малых изменений длины резонатора ПГС и частоты накачки [76]. Ширина этих полос и расстояния между ними близки, по сообщениям, к теоретически ожидаемым [15, 34, 47, 76].

Следует, однако, заметить, что для сравнения с теоретическими оценками необходимо, как это видно из результатов, приведенных в разд. 1, регистрировать одновременно пространственное и частотное распределения излучения ПГС. Хотя связь ширины частотного спектра с шириной диаграммы направленности подтверждена экспериментальными исследованиями [37, 20], детальное сравнение с теорией на основании известных экспериментальных данных провести затруднительно. Кроме того, как указано в работе [76], для интерпретации экспериментальных результатов необходимо выяснить временную зависимость интенсивности излучения в каждой полосе.

Более стабильной, как и следовало ожидать, является средняя частота излучения ПГС с обратной связью по одной волне. В работе [76] получено, что при ширине спектра 10 \AA нестабильность средней частоты не превышала 1 \AA без стабилизации температуры кристалла. При тех же условиях нестабильность спектра ПГС с обратной связью по двум волнам была не меньше 5 \AA .

Из оценок, приведенных в разд. 3, видно, что минимальная ширина спектра ПГС с обратной связью по одной волне и плоскими зеркалами не может быть меньше некоторой определенной величины. Для сужения спектра, кроме введения в резонатор ПГС обычных селектирующих элементов [79], могут быть применены системы с прохождением волнами двух областей взаимодействия, разделенных линейной средой, в которой набег разности их фаз линейно зависит от частоты [35, 36]. Последнее обстоятельство делает зависимость инкремента мод от их частоты более быстрой и при большой длине пути в линейной среде приведет к появлению большого числа узких кластеров. Однако при соответствующем выборе длины пути может быть получена одна полоса с шириной примерно на порядок меньшей ширины полосы в соответствующей системе с одной областью взаимодействия. Кроме того, как отмечалось в работах [35, 36], при взаимодействии $oe-e$ может быть реализована схема, в которой подавлено усиление волн с векторным взаимодействием.

На рис. 13 приведены схемы ПГС с призменными отражателями, в которых легко реализуется двукратное прохождение волн через нелинейный кристалл. Результаты исследований ПГС по первой схеме

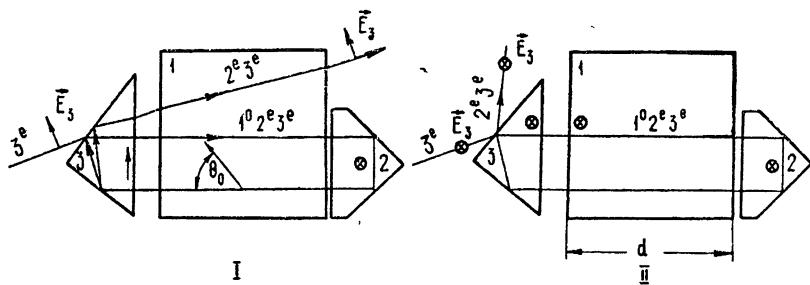


Рис. 13. Схемы ПГС с призменными отражателями из кальцита (2, 3) и кристаллом KDP (1) (ПГС БВ I и II).

(ПГС-1) с кристаллом KDP показали [35] возможность получения импульсов с мощностью порядка 1 Mвт при КПД до 14% и шириной спектра не больше $0,1 \text{ см}^{-1}$. Однако слабая селекция волн с векторным взаимодействием приводит в этой системе к нестабильности диаграммы направленности, а следовательно, и частоты генерации (порядка $10 - 30 \text{ \AA}$).

В ПГС по второй схеме синхронизм при прохождении волнами обеих областей взаимодействия возможен только для волн со скалярным взаимодействием. В работах [36, 77] сообщалось о получении в такой системе излучения мощностью до нескольких мегаватт, диаграммой направленности в плоскости угла θ не больше $3'$ и шириной спектра, не превышающей $0,1 \text{ см}^{-1}$. Более тщательные измерения ширины спектра в этих работах не проводились. Однако исследование аналогичной, в принципе, системы показали [20], что ширина частотного спектра может быть не больше $0,01 \text{ см}^{-1}$ *. Следует, однако, заметить, что нестабиль-

* Сужение спектра до десятых и сотых долей ангстрема связано, по-видимому, с дополнительным селектирующим действием граней призм.

ность частоты систем с прохождением волн через две области взаимодействия может превышать нестабильность частоты накачки*. Кроме того, для получения только одной линии необходимо довольно точно выбирать длину пути в призме 2 [77].

Довольно узкий спектр генерации был получен в схемах с многократным прохождением волн через нелинейный кристалл [37, 34], в которых механизм селекции должен быть близок к механизму селекции в схемах с двукратным прохождением. Однако нестабильность частоты таких ПГС может, по всей вероятности, значительно превышать нестабильность частоты излучения накачки.

Наибольшей стабильностью при фиксированной частоте обладает, по-видимому, схема ПГС с поглощающей ячейкой [78]. Однако для генераторов с перестраиваемой частотой необходимо провести исследование других способов сужения ширины линии и стабилизации частоты генерации.

Таким образом, из результатов, приведенных в настоящем обзоре, видно, что, несмотря на значительные достижения как в теоретических, так и экспериментальных исследованиях параметрических усилителей и генераторов света, некоторые вопросы исследованы недостаточно полно. В частности, представляется перспективным анализ систем с векторным взаимодействием и селекцией углового спектра. Недостаточно ясным остается важный для ПГС с непрерывной накачкой вопрос о влиянии неустойчивости стационарных состояний ПГС на режим их работы. К настоящему времени проведены лишь первые наблюдения взаимодействия параметрически усиливаемых волн с пикосекундными импульсами накачки [34].

ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Ахманов, Р. В. Хохлов, Проблемы нелинейной оптики, изд. ВИНИТИ, М., 1964.
2. В. М. Файн, Я. И. Ханин, Квантовая радиофизика, изд. Сов. радио, М., 1965.
3. Н. Бломберген, Нелинейная оптика, изд. Мир, М., 1966.
4. Н. Бломберген, Вынужденное комбинационное рассеяние света, УФН, 97, вып. 2, 307 (1969).
5. Г. Л. Гуревич, Ю. Г. Хронопулло, К вопросу о резонансном параметрическом взаимодействии сильных полей оптических частот, ЖЭТФ, 51, 1499 (1966).
6. J. A. Giordmaine, Mixing of light beams in crystals, Phys. Rev. Lett., 8, № 19 (1962).
7. P. D. Maker, R. W. Terhune, M. Nisenoff, C. M. Savage, Effects of dispersion and focusing on the production of optical harmonics, Phys. Rev. Lett., 8, № 1, 21 (1962).
8. R. W. Terhune, P. D. Maker, C. M. Savage, Observation of saturation effects in optical harmonic generation, Appl. Phys. Lett., 2, 54 (1963).
9. G. D. Boyd, R. C. Miller, K. Nassau, W. L. Bond, C. M. Savage, LiNbO₃: an efficient phase matchable nonlinear optical material, Appl. Phys. Lett., 5, № 11, 234 (1964).
10. J. E. Geusic, H. J. Levinstein, J. J. Rubin, S. Singh, L. G. Van Uitert, The nonlinear optical properties of Ba₂NaNb₅O₁₅, Appl. Phys. Lett., 11, № 9, 269 (1967).
11. K. F. Hulme, O. Jones, P. H. Davies, M. V. Hobden, Synthetic proustite (Ag₃AsS₃): a new crystal for optical mixing, Appl. Phys. Lett., 10, № 4, 133 (1967).
12. C. K. N. Patel, Parametric amplification in the far infrared, Appl. Phys. Lett., 9, № 9, 332 (1966).
13. G. Nath, S. Haussühl, Large nonlinear optical coefficient in LiIO₃, Appl. Phys. Lett., 14, № 5, 154 (1969).

* Так, например, при нестабильности частоты накачки, меньшей 0,01 см⁻¹, нестабильность частоты генерации ПГС не превышала 0,2 см⁻¹, а при нестабильности частоты накачки, большей 0,02 см⁻¹, нестабильность частоты генерации ПГС достигала 4 см⁻¹ [77].

14. S. Akhmanov, A. Kovrigin, V. Dmitriev, R. Khokhlov, Nonlinear effects at multiples of laser frequencies, *Physics of Quantum Electronics conf.*, McGraw-Hill, N. Y., 1965; С. А. Ахманов, А. И. Ковригин, В. А. Колосов, А. С. Пискарская, В. В. Радеев, Р. В. Хохлов, Перестраиваемый параметрический генератор света на кристалле KDP, Письма в ЖЭТФ, 3, № 6, 372 (1966).
15. J. A. Giordmaine, R. C. Miller, Optical parametric oscillation in LiNbO₃, *Physics of Quantum Electronics conf.*, McGraw-Hill, N. Y., 1965.
16. С. А. Ахманов, Р. В. Хохлов, Параметрические усилители и генераторы света, УФН, 88, вып. 3, 439 (1966).
17. С. А. Ахманов, Ю. В. Григорьев, В. Г. Дмитриев, В. В. Фадеев, Р. В. Хохлов, К теории параметрических генераторов света, Нелинейная оптика (Тр. II Всесоюзного симпозиума по нелинейной оптике, 1966), изд. Наука, Новосибирск, 1968; В. В. Фадеев, Диссертация, МГУ, 1967.
18. С. А. Ахманов, Р. В. Хохлов, Нелинейная оптика и проблемы преобразования частоты когерентного излучения, Радиотехника и электроника, 12, № 11, 2052 (1967).
19. J. Falk, J. E. Murray, Single-cavity noncollinear optical parametric oscillation, *Appl. Phys. Lett.*, 14, № 8, 245 (1969).
20. А. С. Пискарская, Импульсные параметрические генераторы света, Тр. I Вавиловской конференции по нелинейной оптике, изд. ИГУ, Новосибирск, 1969.
21. Г. В. Крищеков, С. И. Мареников, Изменение частоты излучения параметрического генератора света при помощи линейного электрооптического эффекта (Тр. II Всесоюзного симпозиума по нелинейной оптике, 1966), Нелинейная оптика, изд. Наука, Новосибирск, 1968; Г. В. Крищеков, С. В. Круглов, С. И. Мареников, В. Н. Поливанов, Изменение длины волны излучения параметрического генератора света внешним электрическим полем, Письма в ЖЭТФ, 7, 84 (1968).
22. S. E. Harris, M. K. Oshman, R. L. Byer, Observation of tunable optical parametric fluorescence, *Phys. Rev. Lett.*, 18, № 18, 732 (1967).
23. D. Magde, H. Mahg, Study in ammonium dihydrogen phosphate of spontaneous parametric interaction, *Phys. Rev. Lett.*, 18, № 21, 905 (1967).
24. Д. Н. Клышко, Когерентный распад фотонов в нелинейной среде, Письма в ЖЭТФ, 6, № 1, 490 (1967), С. А. Ахманов, В. В. Фадеев, Р. В. Хохлов, О. Н. Чунаев, Квантовые шумы в параметрических усилителях света, Письма в ЖЭТФ, 6, 575 (1967).
25. С. А. Ахманов, А. П. Сухоруков, Р. В. Хохлов, К теории генерации оптических гармоник в сходящихся пучках, ЖЭТФ, 50, вып. 2, 474 (1966), С. А. Ахманов, А. П. Сухоруков, А. С. Чиркин, Нестационарные явления и пространственно-временная аналогия в нелинейной оптике, ЖЭТФ, 55, вып. 4, 1430 (1968).
26. S. A. Akhmanov, A. S. Chirkin, K. N. Drabovich, A. I. Kovrigin, P. V. Khokhlov, A. P. Sukhorukov, Nonstationary nonlinear optical effects and ultrashort light pulse formation, IEEE, QE-4, № 10, 598 (1968).
27. R. Kingston, Parametric amplification and oscillations at optical frequencies, Proc. IRE, 50, № 4, 472 (1962).
28. N. Kroll, Parametric amplification in spatially extended media and application to the design of tuneable oscillators at optical frequencies, *Phys. Rev.*, 127, № 4, 1207 (1962).
29. С. А. Ахманов, Р. В. Хохлов, Об одной возможности усиления световых волн, ЖЭТФ, 43, № 7, 351 (1962).
30. A. Siegman, Nonlinear optical effects: an optical power limiter, *Appl. Optics*, 1, № 6, 739 (1962).
31. Г. И. Фрейдман, О параметрически связанных колебаниях в резонаторах оптического диапазона (Тр. II Всесоюзного симпозиума по нелинейной оптике, 1966), Нелинейная оптика, изд. Наука, Новосибирск, 1968
32. G. D. Boyd, A. Ashkin, Theory of parametric oscillator threshold with single-mode optical masers and observation of amplification in LiNbO₃, *Phys. Rev.*, 146, № 1, 187 (1966).
33. A. I. Kovrigin, R. L. Byer, Stability factor for optical parametric oscillators, IEEE, QE-5, 7 (1969).
34. A. G. Akmanov, S. A. Akhmanov, P. V. Khokhlov, A. I. Kovrigin, A. S. Piskarskas, A. P. Sukhorukov, Parametric interaction in optics and tunable light oscillators, IEEE, QE-4, № 11, 828 (1968).
35. Ю. Н. Беляев, А. М. Киселев, Г. И. Фрейдман, Исследование параметрического генератора с обратной связью только по одной из волн, Письма в ЖЭТФ, 9, № 8, 441 (1969).
36. Г. И. Фрейдман, Взаимодействие параметрически усиливаемых волн с мощными пучками излучения накачки, Тр. I Вавиловской конференции по нелинейной оптике, изд. НГУ, Новосибирск, 1969.

37. А. И. Ковригин, П. В. Никлес, А. С. Пискарская, А. И. Холодных, Оптический параметрический генератор бегущей волны, Тезисы докладов IV Всесоюзного симпозиума по нелинейной оптике, Киев, 1968.
38. Р. В. Хохлов, О распространении волн в нелинейных диспергирующих линиях, Радиотехника и электроника, 6, № 6, 1116 (1961).
39. J. Armstrong, N. Bloembergen, J. Dicusing, P. Pershan, Interaction between light waves in nonlinear dielectric, Phys. Rev., 127, № 6, 1918 (1962).
40. Э. В. Погорелова, Р. В. Хохлов, К нелинейной теории параметрического усилителя на бегущей волне, Вестник МГУ, серия III, № 5, 62 (1962).
41. В. М. Фортус, Г. И. Фрейдман, О КПД распределенного параметрического генератора с обратной связью только по одной из взаимодействующих волн, Тезисы докладов III Всесоюзного симпозиума по нелинейной оптике, Ереван, 1967.
42. В. М. Фортус, Г. И. Фрейдман, О параметрических генераторах бегущей волны, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 12, № 6, 850 (1969).
43. J. E. Bjorkholm, Efficient optical parametric oscillation, Proc. of the conf. on short laser pulses and coherent interactions, International center for advanced studies, Chania, Crete, Greece, 1969, IEEE, QE-5, 293 (1969).
44. Ю. В. Григорьев, Стационарный режим и КПД параметрического генератора света при произвольных коэффициентах взаимодействия, Тезисы докладов III Всесоюзного симпозиума по нелинейной оптике, Ереван, 1967.
45. Ю. В. Григорьев, В. К. Руденко, Р. В. Хохлов, К теории параметрического генератора света, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 9, № 5, 932 (1966).
46. W. H. Louisell, A. Yariv, Quantum fluctuations and noise in parametric processes I, Phys. Rev., 124, № 6, 1646 (1961), J. P. Gordon, W. H. Louisell, L. R. Walker, Quantum fluctuations and noise in parametric processes II, Phys. Rev., 129, № 1, 481 (1963).
47. J. E. Bjorkholm, Efficient optical parametric oscillation using doubly and singly resonant cavities, Appl. Phys. Lett., 13, № 12, 53 (1968).
48. Л. А. Островский, Взаимодействие волновых пакетов в нелинейной среде, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 12, № 2, 268 (1969).
49. С. А. Ахманов, А. С. Чиркин, К теории параметрического усиления света при немонокроматической накачке (Тр. II Всесоюзного симпозиума по нелинейной оптике, 1966), Нелинейная оптика, изд. Наука, Новосибирск, 1968.
50. С. А. Ахманов, В. В. Бакланова, А. С. Чиркин, Параметрическое усиление при многомодовой накачке, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 10, № 1, 146 (1967).
51. G. D. Boyd, D. A. Kleinpman, Parametric interaction of focused Gaussian light beams, J. Appl. Phys., 39, № 8, 3597 (1968).
52. W. H. Glenn, Parametric amplification of ultrashort laser pulses, Appl. Phys. Lett., 11, № 11, 333 (1967).
53. С. А. Ахманов, А. И. Ковригин, А. П. Сухоруков, Р. В. Хохлов, А. С. Чиркин, Нестационарные нелинейные оптические эффекты и формирование сверхкоротких световых импульсов, Письма в ЖЭТФ, 7, 237 (1968).
54. М. М. Сущик, В. М. Фортус, Г. И. Фрейдман, Взаимодействие параметрически связанных волн с импульсами излучения накачки, Тезисы докладов IV Всесоюзного симпозиума по нелинейной оптике, Киев, 1968; М. М. Сущик, В. М. Фортус, Г. И. Фрейдман, О «пленении» параметрически связанных волн импульсами и пучками излучения накачки, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 12, № 2, 293 (1969).
55. М. М. Сущик, В. М. Фортус, Г. И. Фрейдман, О возбуждении параметрически усиливаемых волн при их пространственном захвате волновыми пакетами излучения накачки, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 13, № 2, 251 (1970).
56. М. М. Сущик, Г. И. Фрейдман, Влияние неоднородности распределения амплитуды и фазы излучения накачки на пространственный захват параметрически усиливаемых волн, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика (в печати).
57. Г. И. Фрейдман, Одноволновое приближение для параметрически усиливаемых волн, ЖЭТФ, 58, № 6 (1970).
58. Д. Ф. Михеев, А. П. Сухоруков, А. К. Шеднова, ЖЭТФ (в печати).
59. П. Г. Крюков, В. С. Летохов, Распространение импульса света в резонансно усиливающей (поглощающей) среде, УФН, 99, вып. 2, 169 (1969).
60. D. L. Boggoff, Coupled-Modes Analysis of the phonon-photon parametric backward-wave oscillator, J. Appl. Phys., 36, № 5, 1760 (1965).
61. Ю. А. Кравцов, Приближение геометрической оптики в общем случае неоднородных и нестационарных сред с частотной и пространственной дисперсией, ЖЭТФ, 55, № 10, 1470 (1968).

62. М. М. Сущик, Г. И. Фрейдман, О самовозбуждении параметрически связанных колебаний при конечной ширине углового спектра пучка накачки и некоторые особенности преобразования частот световых пучков, Тезисы докладов III Всесоюзного симпозиума по нелинейной оптике, Ереван, 1967.
63. М. М. Сущик, Г. И. Фрейдман, Об оптимальной фокусировке накачки при возбуждении параметрически связанных колебаний в резонаторах, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика (в печати).
64. В. С. Авербах, С. Н. Власов, В. И. Таланов, Открытые резонаторы с произвольно расположенной диафрагмой, ЖТФ, 36, 497 (1966).
65. S. E. Harris, Threshold of phase-locked parametric oscillators, IEEE, QE-3, № 5, 205 (1967).
66. Г. И. Фрейдман, О самовозбуждении параметрически связанных колебаний в резонаторах оптического диапазона при многомодовой накачке, Тезисы докладов III Всесоюзного симпозиума по нелинейной оптике, Ереван, 1967; Г. И. Фрейдман, О самовозбуждении параметрически связанных колебаний в резонаторах оптического диапазона при пеммохроматической накачке, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 11, № 9, 1345 (1968).
67. В. М. Фортус, Г. И. Фрейдман, О параметрически связанных колебаниях в резонаторах при накачке периодической последовательностью импульсов, Тезисы докладов IV Всесоюзного симпозиума по нелинейной оптике, Киев, 1968; В. М. Фортус, Г. И. Фрейдман, О синхронизации мод в параметрических генераторах света, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 12, № 12, 1788 (1969).
68. S. E. Harris, Threshold of multimode parametric oscillators, IEEE, QE-2, № 10, 701 (1966).
69. D. L. Weinberg, Tunable optical parametric amplifiers and generators, Laser Focus, 5, № 7, 35 (1969).
70. А. И. Ковригин, Параметрические генераторы света квазинепрерывного и непрерывного действия, Тр. I Вавиловской конференции по нелинейной оптике, изд. НГУ, Новосибирск, 1969.
71. R. G. Smith, J. E. Geusic, H. J. Levinstein, J. J. Rubin, S. Singh, L. G. Van Uitert, Continuous optical parametric oscillation in $\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$, Appl. Phys. Lett., 12, № 9, 308 (1968).
72. R. L. Byer, A. I. Kovrigin, J. F. Young, A CW ring cavity parametric oscillator, IEEE, QE-5, № 10 (1969); 1969 IEEE Conf. on Laser Engineering and Applications, Washington, D. C.
73. R. L. Byer, M. K. Oshman, J. F. Young, S. E. Harris, Visible CW parametric oscillator, Appl. Phys. Lett., 13, № 3, 109 (1968).
74. 1969 IEEE Conf. on Laser Engineering and Applications, Washington, D. C.
75. L. B. Kreuzer, High-efficiency optical parametric oscillation and power limiting in LiNbO_3 , Appl. Phys. Lett., 13, № 2, 57 (1968).
76. J. E. Bjorkholm, Some spectral properties of doubly and singly resonant pulsed optical parametric oscillations, Appl. Phys. Lett., 13, № 12, 399 (1968).
77. Ю. Н. Беляев, А. М. Киселев, Г. И. Фрейдман, Параметрический генератор света бегущей волны с двумя областями взаимодействия, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика (в печати).
78. S. E. Harris, Method to lock an optical parametric oscillator to an atomic transition, Appl. Phys. Lett., 14, 335 (1969).
79. L. B. Kreuzer, Single Mode Oscillation of a Pulsed Singly Resonant Optical Parametric Oscillator, Appl. Phys. Lett., 15, 263 (1969).
80. E. O. Ammann, M. K. Oshman, J. D. Foster, J. M. Yarborough, Repetitively pumped optical parametric oscillator at $2,13 \mu$, Appl. Phys. Lett., 15, № 5, 131 (1969).
81. M. K. Oshman, S. E. Harris, Theory of optical parametric oscillation internal to the laser cavity, IEEE, QE-4, № 8, 491 (1968).
82. C. H. Henry, C. G. B. Garrett, Theory of Parametric Gain near a Lattice Resonance, Phys. Rev., 171, 1058 (1968).
83. S. K. Kurtz, J. A. Giordmain, Stimulated Raman Scattering by Polaritons, Phys. Rev. Lett., 22, 192 (1969).
84. J. M. Yarborough, S. S. Sussman, H. E. Purhoff, P. H. Pantell, B. C. Johnson, Efficient Tunable Optical Emission from LiNbO_3 without a Resonator, Appl. Phys. Lett., 15, 102 (1969).