

УДК 621.378.3

ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ ГЕНЕРАТОР СВЕТА С ДВУМЯ ОБЛАСТЯМИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Ю. Н. Беляев, А. М. Киселев, Г. И. Фрейдман

Приводятся результаты экспериментального исследования параметрического генератора света на кристалле KDP с обратной связью по одной из волн и двумя областями взаимодействия с накачкой от второй гармоники неодимового лазера. Показано, что такая схема ПГС позволяет получить узкий угловой и частотный спектр, стабильную частоту генерации и широкий диапазон перестройки.

Результаты исследования параметрического генератора света (ПГС) с двумя областями взаимодействия, изложенные авторами в работе [1], показали возможность создания ПГС с большим коэффициентом преобразования и большой выходной мощностью. Использование в резонаторах таких ПГС при измененных отражателях, коэффициент отражения которых не зависит от частоты в широком диапазоне, позволяет, в принципе, расширить диапазон перестройки вплоть до границ поглощения в нелинейном кристалле. Однако слабая селекция волн с векторным взаимодействием, дискриминация волн со скалярным взаимодействием при перестройке приводят в исследованном генераторе (назовем его ПГС 1-го типа (рис. 1 а)) к уширению диаграммы направленности в плоскости узкого угла синхронизма, уширению и низкой стабильности (до $10 \div 30 \text{ см}^{-1}$) спектра излучения, сужению области перестройки.

Указанных недостатков лишен ПГС 2-го типа, исследованию которого посвящена данная работа. Проведенные исследования показывают возможность получения в таком ПГС с кристаллом KDP излучения с мощностью порядка нескольких Мет при КПД преобразования по мощности только сигнальной волны до 25% и широким диапазоном перестройки (от 0,96 до 1,44 мк). Для этого излучения характерны также малая ширина спектра (менее $0,1 \text{ см}^{-1}$), узкая диаграмма направленности в плоскости угла θ (не более 3°) и сравнительно высокая стабильность частоты (до $0,1 \text{ см}^{-1}$) при стабильности накачки не хуже $0,01 \text{ см}^{-1}$. (При ухудшении стабильности накачки до $0,02 \text{ см}^{-1}$ нестабильность частоты генерации возрастает до $2 \div 6 \text{ см}^{-1}$.)

В исследованном типе ПГС (рис. 1 б) используется взаимодействие ее в кристалле KDP. Резонатор генератора образован двумя призмами из одностороннего кристалла исландского шпата. Призма 2, представляющая в сечении равнобедренный прямоугольный треугольник, является призмой полного внутреннего отражения. Призма 3, также имеющая прямой двугранный угол, служит для ввода излучения накачки в резонатор и вывода энергии необыкновенной (сигнальной) генерируемой волны. Оптические оси кристаллов призм параллельны их ребрам и вместе с оптической осью KDP лежат в плоскости A, проходящей через ребра прямых двугранных углов. Вследствие этого апертурный эф-

фект при скалярном взаимодействии несуществен, а векторные взаимодействия в плоскости A дискриминированы.

Нетрудно видеть, что подобная дискриминация отсутствует в ПГС-1, который, как показано на рис. 1a, отличается от ПГС-2 ориентацией оптических осей призмы 3 и кристалла KDP, а также ориентацией поляризации накачки. Острый угол α призмы 3 должен быть больше угла полного внутреннего отражения для обыкновенной (холестичной) волны и в то же время обеспечивать ввод в резонатор ПГС излучения накачки с возможно меньшими потерями на отражение. Для угла $\alpha = 37^{\circ}40'$, наилучшим образом удовлетворяющего этим требованиям, коэффициент отражения необыкновенной волны накачки от входной грани призмы 3 равен 20%*.

Сигнальная волна выводится из резонатора через входную грань призмы 3 за счет того, что для нее угол падения на эту грань меньше угла полного внутреннего отражения. При этом, в отличие от ПГС-1, где обратная связь по сигнальной волне связана только с ее отражениями от внутренних прайм призм и не превышает поэтому нескольких процентов, в ПГС-2 обратная связь по сигнальной волне осуществляется также в результате ее частичного отражения от входной грани призмы 3. Поэтому коэффициент обратной связи R по сигнальной волне равен примерно 20%!

Схема экспериментальной установки показана на рис. 2. В качестве

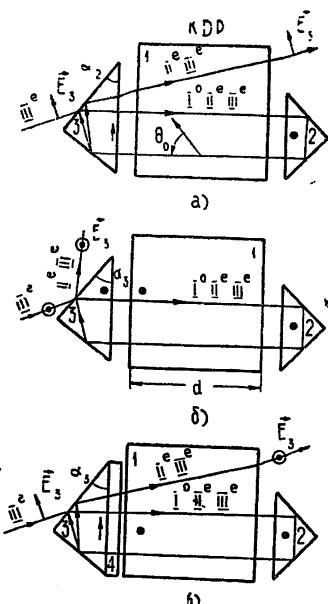


Рис. 1.

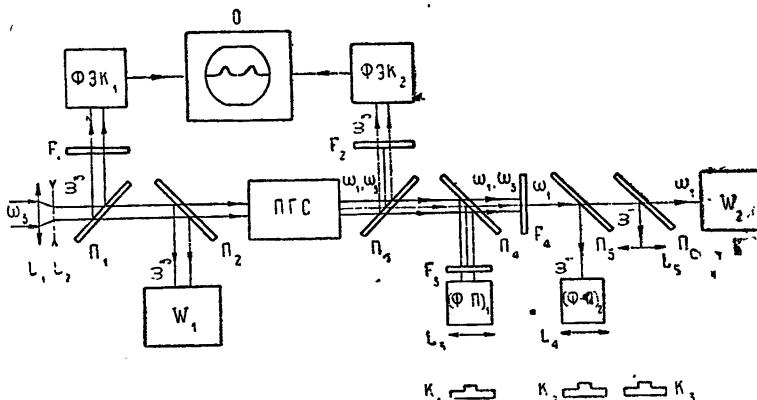


Рис. 2. Схема экспериментальной установки:

$P_1, P_2, P_3, P_4, P_5, P_6$ — отражающие пластины; F_1, F_2, F_3, F_4, F_5 — фильтры; O — осциллограф И2-7, регистрирующий импульсы накачки; $(\Phi-\Pi)_1$ и $(\Phi-\Pi)_2$ — интерферометры Фабри-Перо, регистрирующие спектры излучения накачки и параметрической генерации соответственно; K_1, K_2 и K_3 — фотокамеры; W_1, W_2 — измерители энергии накачки и параметрической генерации соответственно.

* В этом отношении ввод накачки в ПГС-1 более удобен, так как он осуществляется под углом, близким к углу Брюстера.

накачки использовалось излучение 2-й гармоники неодимового ОКГ с просветляющимся затвором, с селекцией продольных и поперечных мод. Система стабилизации частоты [2] генератора накачки позволяла в течение довольно большого числа последовательных выстрелов получать стабильность 2-й гармоники не хуже $0,02 \text{ см}^{-1}$, и лишь в некоторых случаях она была хуже $0,03 \div 0,04 \text{ см}^{-1}$. Распределение интенсивности в поперечном сечении пучка накачки было близко к гауссовому с радиусом $0,7 \text{ мм}$. Длительность импульса накачки составляла 20 нsec , а его энергия могла меняться в пределах от $0,04$ до $0,3 \text{ дж}$. Измерение энергии излучения накачки и сигнальной волны производилось измерителями ИЭК-1, показания которых калибровались друг относительно друга и относительно измерителя ИМО-1. Заметим, что не все параметры излучения накачки и ПГС могли регистрироваться одновременно. Кроме того, в отдельных случаях (см. ниже) использовались регистрирующие приборы, не показанные на рис. 2.

Значение энергии излучения накачки $W_{\text{н}}^{\text{поп}}$, при котором начиналась регистрация энергии излучения генератора, менялось в различных сериях измерений от $0,05$ до $0,15 \text{ дж}$. В довольно широких пределах изменялся также КПД, отвечающий данному значению энергии накачки на входе в генератор. Такая нестабильность связана, по-видимому, с влиянием дефектов в материалах и на поверхности призм и KDP, с наклоном накачки к плоскости призм, и, главное—с зависимостью коэффициента прохождения накачки в резонатор от ее частоты. Эта зависимость имеет вид [3]

$$\frac{S_{\text{пр}}^{\text{н}}}{S_{\text{пад}}^{\text{н}}} = \frac{1}{5 - 4 \cos \varphi_0} \left[1 + \delta_1 \frac{2 - 4 \cos \varphi_0}{5 - 4 \cos \varphi_0} \right], \quad (1)$$

где $S_{\text{пр}}^{\text{н}}$ и $S_{\text{пад}}^{\text{н}}$ — значения плотности потока энергии накачки, прошедшей в резонатор и падающей на него соответственно; φ_0 — набег фазы в резонаторе, зависящий от частоты накачки; δ_1 — коэффициент потерь в резонаторе.

Из (1) видно, что до установления стационарного состояния, когда нелинейные потери станут существенными, значительная часть излучения накачки может вообще не проходить в резонатор*. Так как расстояние между максимумами отношения $S_{\text{пр}}^{\text{н}} / S_{\text{пад}}^{\text{н}}$ равно примерно $0,06 \text{ см}^{-1}$, а ширина пиков пропускания — около $0,2 \Delta \omega_0$, то при существующей стабильности накачки амплитуда ее поля в резонаторе могла меняться в весьма широких пределах. Неконтролируемое изменение этой амплитуды делает затруднительным количественное сопоставление теоретических результатов по энергетическим характеристикам ПГС [4] с экспериментальными данными.

Как видно из рис. 3, КПД по энергии сигнальной волны η_{ω} достигал 12% . Поскольку длительность импульса генерации τ примерно в 2 раза меньше длительности импульса накачки τ_w , то из формулы $\eta_p = \eta_w \tau_w \tau^{-1}$ получаем, что коэффициент преобразования по мощности η_p составлял 24% .

Перестройка частоты генерации ПГС осуществлялась вращением кристалла KDP. Частота регистрировалась с помощью дифракционного спектрографа ДФС-8 с линейной дисперсией $6 \text{ \AA} \cdot \text{мм}^{-1}$. В качестве реперной линии использовалось излучение накачки, наблюдавшееся во втором

* Этого недостатка при сохранении преимуществ генератора 2-го типа можно избежать, если воспользоваться конструкцией генератора, данной на рис. (3в), в котором вход накачки осуществляется, как в ПГС-1, а взаимодействие волн внутри генератора — как в ПГС-2.

порядке дифракционной решетки спектрографа. Фотографирование спектра производилось на инфракрасную пленку И-1070. Вследствие того, что последняя оказалась слабочувствительной к излучению с длиной волны более 1,2 мк, перестройка в этой части спектра наблюдалась на холостой волне, вывод малой части которой осуществлялся разворотом KDP на угол 15° вокруг направления пучка накачки.

Ширина диапазона перестройки ПГС (от 9600 до 14400 Å*), полученная в эксперименте, составляет около 4800 Å. Изменение порога генерации и КПД генератора при перестройке обнаруживается лишь при приближении к границам перестройки, причем со стороны коротковолновой части излучения эта зависимость более резкая. Асимметрия перестроичной кривой хорошо видна на рис. 4. Это является свойством генераторов с обратной связью по одной из волн. Действительно, если перестройка от вырожденного режима производится

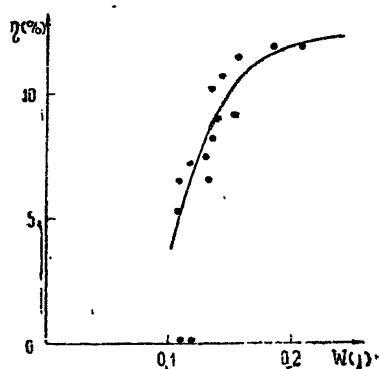


Рис. 3. Зависимость КПД по энергии сигнальной волны η_ω от падающей на ПГС энергии излучения накачки $W_{\text{над}}$ для одной из серий измерений.

вблизи полос поглощения. Действительно, если перестройка от вырожденного режима производится

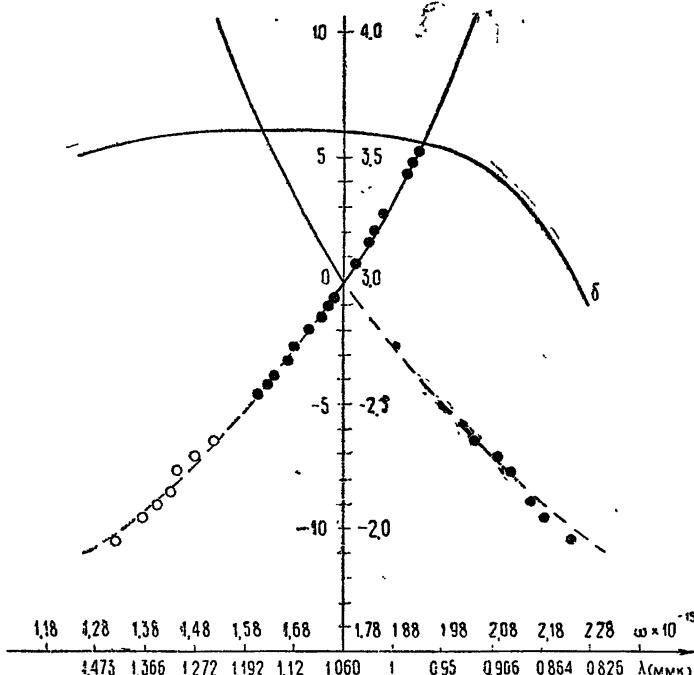


Рис. 4. а) Теоретическая [5] перестроичная кривая ПГС на KDP и экспериментальные точки (●—●— соответствуют прямому измерению, ○○○ — косвенному). б) Зависимость усиления за проход pT от частоты, рассчитанная по формуле работ [4, 7] при $\gamma_0=0.60$, $R_1=0$, $R_2=1$ и значениям коэффициентов поглощения α_i , приведенным в работе [6].

* Длину волны 1,44 мк нельзя считать предельной, так как перестройка в длинноволновую область была ограничена геометрией резонатора и кристалла KDP.

в сторону коротких длин волн ($\lambda_{\text{хол}} > \lambda_{\text{сигн}}$), то обратная связь осуществляется по длинным волнам. Потери на длинных волнах при перестройке резко возрастают с приближением к границе поглощения и уже при $\lambda_{\text{хол}} = 1,2 \text{ мк}$ (соответствующая $\lambda_{\text{сигн}} = 0,95 \text{ мк}$) более чем в 2 раза превосходят потери в вырожденном режиме. В том случае, когда перестройка происходит в сторону длинных волн ($\lambda_{\text{сигн}} > \lambda_{\text{хол}}$), обратная связь производится по коротким волнам и коэффициент обратной связи при перестройке практически не меняется. Зависимость инкремента pT от частоты (рис. 4) также имеет ярко выраженную асимметрию, что находится в хорошем качественном согласии с экспериментом*.

Сужение частотного и углового спектров излучения в исследуемом типе ПГС достигается использованием двукратного прохождения волн через область взаимодействия [3, 7]. Вследствие того, что волновые расстройки Δk в обеих областях могут быть одновременно равны нулю только при одномерном синхронизме, расходимость генерируемого излучения в плоскости угла θ будет не большие угловой ширины синхронизма $\delta\theta$ в этом направлении. Ширина его спектра при конечной ширине пучка накачки близка к ширине спектра $\Delta\Omega$ при скалярном взаимодействии. При этом на ширину и структуру спектра генерации влияет то обстоятельство, что коэффициент усиления зависит от соотношения фаз взаимодействующих волн на входе во вторую область взаимодействия. Это соотношение фаз меняется при изменении частоты волн из-за разной величины их групповых скоростей в призме 2. Поэтому зависимость коэффициента усиления от частоты в системе с двукратным прохождением становится более быстрой (рис. 5). При достаточно большой длине пути l волны в линейной среде коэффициент усиления будет иметь несколько максимумов примерно равной величины. При уменьшении l уменьшается скорость изменения фазовой расстройки δ^{**} от частоты, и число максимумов коэффициента усиления становится меньше (рис. 5 б).

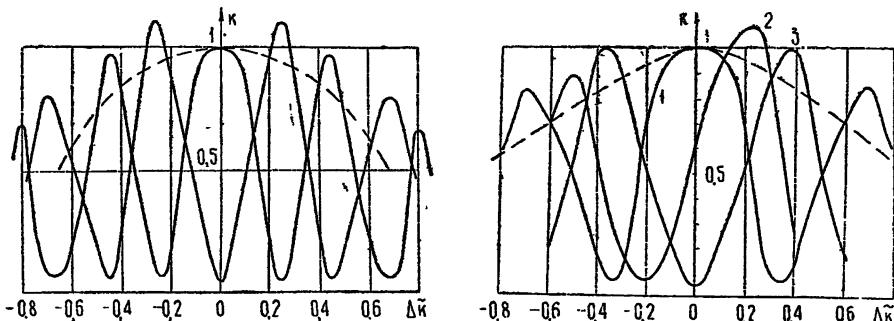


Рис. 5. а) $\delta = \delta_0 + 5\pi\tilde{\Delta k}$; 1 — $\delta_0 = 0$, 2 — $\delta_0 = \pi$; б) $\delta = \delta_0 + \pi \frac{10}{3} \tilde{\Delta k}$; 1 — $\delta_0 = 0$, 2 — $\delta_0 = -\pi/2$, 3 — $\delta_0 = \pm\pi$.

* Взятая из графика (рис. 4) теоретически рассчитанная величина инкремента примерно в 2 раза превосходит значение, вычисленное из длительности импульса генерации. Последнее обстоятельство, очевидно, связано с существованием неучтенных потерь и некоторой неопределенностью в выборе величины плотности мощности накачки в резонаторе.

** $\delta = \delta_0 + \delta' \tilde{\Delta k}$, где δ_0 есть начальная фазовая расстройка (для волн, удовлетворяющих условию скалярного синхронизма); $\tilde{\Delta k} = \Delta k / \gamma_0$ — безразмерная волновая расстройка; $\Delta k = \Delta s_{1,2} \Omega$ — волновая расстройка при отклонении Ω частоты ω_1 первой волны от частоты скалярного синхронизма; $\delta' = 2\gamma_0 d (\Delta s_{1,2} l / \Delta s_{1,2} d)$, где $\Delta s_{1,2}$ и $\Delta s_{1,2}$ — разности величин, обратных групповым скоростям, а l и d — длины путей волн в линейной среде и нелинейном кристалле соответственно; γ_0 — максимальное значение коэффициента взаимодействия, пропорциональное амплитуде накачки.

Следует заметить, что фактическая зависимость коэффициента усиления от частоты имеет дополнительную тонкую структуру вследствие наличия слабых отражений от внутренних граней призм резонатора ПГС.

Экспериментально были проверены зависимости вида и ширины спектра генерации стабильности и плавности перестройки от толщины линейной среды. При $l_1 = 30 \text{ мм}$ спектр генерации состоял из ряда линий, число которых в отдельных наблюдениях колебалось от 1 до 5, а расстояние между ними составляло $\Delta\omega_1 = 1,5 \div 1,8 \text{ } \text{\AA}$ (расчитанная по экспериментальному значению $\Delta\omega_1$ величина Δs_{12}^1 равна $0,064 \cdot 10^{-10} \text{ сек} \cdot \text{см}^{-1}$, что близко к вычисленному из дисперсионных характеристик кальцита значению). Нетрудно видеть, что такой характер спектра находится в хорошем согласии с теоретическим графиком для случая $\delta' > 5\pi$.

При $l_2 = 20 \text{ мм}$ спектр состоял из одной, двух, а иногда и трех линий, расстояние между которыми составляло величину, близкую к $\Delta\omega_2 = 2,5 \text{ } \text{\AA}$. Такая картина спектра по своему виду ближе подходит к случаю $\delta' \approx \frac{10}{3}\pi$ (рис. 5). Однако в некоторых случаях величина интервала между линиями достигала $(2 \div 3)\Delta\omega_2$. Понятно, что это связано с существованием упомянутой выше тонкой структуры в зависимости коэффициента усиления от частоты.

Плавная перестройка осуществлялась поворотом KDP с шагом, равным $30''$. При этом частота генерации изменялась скачками с шагом (для $l_2 = 20 \text{ мм}$) $\Delta\omega_2 = 2,5 \text{ см}^{-1}$, примерно соответствующим расстоянию между максимумами кривой зависимости коэффициента усиления от частоты (рис. 5). При стабильности накачки не хуже $0,01 \text{ см}^{-1}$ стабильность генерации была не хуже $0,2 \text{ см}^{-1}$. Изменение частоты накачки на величину, большую $0,01 \text{ см}^{-1}$, приводит к появлению новых линий или к перескоку частоты на соседний ($\Delta\omega_2 = 2,5 \text{ см}^{-1}$) или более удаленные максимумы в зависимости от величины изменения частоты излучения накачки. Использование призмы 2 еще меньших размеров позволило бы получить, как видно из рис. 5, одночастотный генератор с более высокой стабильностью. Ширина отдельной линии генерации, полученная на интерферометре Фабри—Перо с базой 5 мм не превышала $0,1 \text{ см}^{-1}$. Такая ширина линии находится в соответствии с существованием тонкой структуры в зависимости коэффициента усиления от частоты. Отметим, наконец, что в полном соответствии с теорией [3, 7] полученная в эксперименте диаграмма направленности при значительном превышении над порогом заметно расширялась только в плоскости угла φ (не превышая при этом $20'$), в то время как в плоскости угла θ ее ширина была менее $3'$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. Н. Беляев, А. М. Киселев, Г. И. Фрейдман, Письма в ЖЭТФ, 9, 441 (1969).
2. Ю. Н. Беляев, А. М. Киселев, М. А. Новиков, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 13, № 9, 1405 (1970).
3. Отчет по теме «Генератор», НИРФИ, г. Горький, 1969.
4. Г. И. Фрейдман, сб. Нелинейная оптика, Труды 2-го Всесоюзного симпозиума по нелинейной оптике, изд. Наука, Новосибирск, 1968; В. М. Фортус, Г. И. Фрейдман, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 12, № 6, 850 (1969).
5. В. В. Фадеев, Диссертация, МГУ, Москва, 1967.

6. В. С. Авербах, И. А. Батырева, В. И. Беспалов, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 13, № 2, 307 (1970).
7. М. М. Сущик, В. М. Фортус, Г. И. Фрейдман, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 13, № 5, 631 (1970).

Научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию
2 июля 1970 г.

OPTICAL PARAMETRIC OSCILLATOR WITH TWO INTERACTING REGIONS

Yu. N. Belyaev, A. M. Kiselev, G. I. Freidman

The results are given of experimental investigation of the optical parametric oscillator on KDP crystal with a single wave feedback and two interacting regions with pumping from the second harmonic of neodium laser. It is shown that such OPO scheme enables one to obtain the narrow angular and frequency spectrum, stable oscillation frequency and wide band of retuning.
