

Оптическое параметрическое усиление с шириной полосы, превышающей октаву

С.Н.Орлов, Е.В.Пестряков, Ю.Н.Поливанов

Проведен анализ различных схем широкополосных оптических параметрических усилителей (ОПУ) с точки зрения возможности осуществления на их основе усиления суперконтинуума со спектральной шириной полосы, превышающей октаву. Выполнены расчеты спектральных контуров усиления для некоторых конкретных схем ОПУ с использованием перспективных и практически доступных нелинейно-оптических кристаллов. На конкретных примерах показана возможность реализации ОПУ с ширинами полос, превышающих октаву, в спектральных областях от ближнего УФ до среднего ИК диапазона.

Ключевые слова: параметрическое усиление, групповой синхронизм, суперконтинуум.

1. Введение

В последнее время значительное внимание уделяется генерации суперконтинуума со спектральной шириной полосы излучения, превышающей октаву (ширина полосы равна октаве, когда верхняя частота полосы в два раза больше нижней). Интерес к источникам такого излучения обусловлен тем, что их применение позволяет достичь существенного прогресса в оптической метрологии [1–6], когерентной томографии [7, 8], при создании источников сверхкоротких импульсов, а также выявить новые особенности взаимодействия излучения с веществом [9].

Несмотря на то что эффект генерации широкополосных спектров, основанный на спектральном самоусищении, возникающем при распространении высокоинтенсивных коротких импульсов в среде, известен уже достаточно давно [10, 11], значительный прогресс в создании эффективных источников суперконтинуума связан с использованием новых оптических волноводов – микроструктурированных (дырчатых) и перетянутых волокон [12–18]. Высокая степень локализации света в таких волокнах приводит к усилению нелинейно-оптических взаимодействий, позволяя получать на выходе волокна импульсы со спектральной шириной более октавы при введении в волновод фемтосекундных наноджоульных лазерных импульсов. Однако энергия на выходе световодов невелика, и поэтому для ряда применений возникает необходимость усиления излучения таких суперконтинуумов.

Весьма привлекательными для этих целей являются оптические параметрические усилители (ОПУ), основанные на трехчастотном нелинейно-оптическом взаимодействии в кристаллах без центра симметрии (см., напр.,

[11, 19, 20]). Такие усилители обладают целым рядом преимуществ в сравнении с усилителями на основе лазерно-активных сред и позволяют также создавать источники фемтосекундных импульсов, перестраиваемых по частоте в широкой спектральной области – от УФ до среднего ИК диапазона. ОПУ могут обладать широкими частотными полосами, большими коэффициентами усиления и позволяют осуществлять эффективное усиление фазомодулированных (чирпованных) световых импульсов (см., напр., [21–30]).

В настоящей работе анализируются возможные схемы ОПУ, позволяющих реализовать усиление суперконтинуума со спектральной шириной полосы, превышающей октаву.

2. Исходные соотношения

Если в нелинейный кристалл длиной L наряду с интенсивной волной накачки с частотой ω_p входит малоинтенсивная сигнальная волна с частотой ω_s , то в результате параметрического взаимодействия будут происходить усиление сигнальной волны, а также генерация и усиление холостой волны с частотой ω_i ($\omega_p = \omega_s + \omega_i$). Усиление G , амплитуда $A_s(L)$ и фаза $\varphi(L)$ сигнальной волны на выходной грани кристалла в предположении монохроматической накачки, плоских волн и отсутствия как источника накачки, так и поглощения в кристалле определяются следующими соотношениями [23]:

$$G \equiv \left| \frac{A_s(L)}{A_s(0)} \right|^2 - 1 = \Gamma^2 L^2 \frac{\text{sh}^2[\Gamma^2 L^2 - (\Delta k L/2)^2]^{1/2}}{\Gamma^2 L^2 - (\Delta k L/2)^2}, \quad (1)$$

$$\varphi(L) = \varphi(0) - \frac{\Delta k L}{2} + \tan^{-1} \left\{ \frac{\Delta k}{2[\Gamma^2 - (\Delta k/2)^2]^{1/2}} \right. \\ \left. \times \tanh \left(L[\Gamma^2 - (\Delta k/2)^2]^{1/2} \right) \right\}, \quad (2)$$

где

$$\Gamma^2 = \frac{2\omega_s\omega_i}{\varepsilon_0 c^3} \frac{d_{\text{eff}}^2}{n_p n_s n_i} I_p = \frac{\omega_p^2}{2\varepsilon_0 c^3} \frac{d_{\text{eff}}^2}{n_p n_s n_i} I_p (1 - \delta^2)$$

С.Н.Орлов, Ю.Н.Поливанов. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; http://www.gpi.ru

Е.В.Пестряков. Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. акад. Лаврентьева, 13/3; http://www.laser.ru

Поступила в редакцию 3 ноября 2003 г., после доработки – 27 декабря 2003 г.

$$\equiv \Gamma_0^2(1 - \delta^2); \tag{3}$$

I_p – интенсивность накачки; d_{eff} – эффективный нелинейный коэффициент кристалла; $\delta = (2\omega_s - \omega_p)/\omega_p$ – фактор вырождения; $n_j \equiv n(\omega_j)$ и $k_j = n_j\omega_j/c$ – коэффициенты преломления кристалла и волновые векторы на частотах ω_j ($j = p, s, i$); $\Delta k = k_p - k_s - k_i$ – рассогласование фазового синхронизма взаимодействующих волн.

Из (1) следует, что в пределе слабого усиления

$$G_{\text{small}} = \Gamma_0^2 L^2 (1 - \delta^2) \frac{\sin^2 \Delta k L / 2}{(\Delta k L / 2)^2}. \tag{4}$$

Условие $\Delta k = 0$ определяет максимальное усиление и соответствующие ему выходные частоты. Полная ширина полосы ОПУ по уровню 0.5 при слабом усилении (4) находится из условия $\Delta k L \approx \pm 0.885\pi$ и при использовании линейной аппроксимации расстройки по частоте вблизи поверхности синхронизма описывается следующим соотношением:

$$\Delta\omega_s = \frac{5.56}{|V_i^{-1} - V_s^{-1} \cos \alpha|}, \tag{5}$$

где V_s и V_i – групповые скорости сигнальной и холостой волн в кристалле соответственно; α – угол между направлениями распространения этих волн. Из (5) видно, что в общем случае максимальная ширина полосы достигается при условии равенства (согласования) групповой скорости сигнальной волны и проекции на нее групповой скорости холостой волны и определяется дисперсией групповых скоростей, которая в (5) не учитывается.

В случае коллинеарной геометрии при взаимодействии первого типа (e – oo или o – ee) согласование групповых скоростей (групповой синхронизм) в спектральной области, отвечающей области нормальной дисперсии кристалла ($V_s < V_i$), реализуется только вблизи вырожденного режима ($\omega_s \approx \omega_i$). При неколлинеарной геометрии согласование групповых скоростей может быть реализовано на некоторой частоте ω_s , отличной от вырожденной, путем выбора угла $\phi(\omega_s)$ между волновыми векторами накачки и сигнальной волн.

Ниже рассматривается контур ОПУ при различных условиях для некоторых нелинейно-оптических кристаллов, представляющих интерес с точки зрения реализации максимальной ширины полосы, которая превышала бы октаву.

3. Усиление вблизи вырожденного режима

Вначале рассмотрим возможности использования коллинеарной геометрии ОПУ. Максимальная ширина контура ОПУ реализуется, как уже отмечалось, в вырожденном режиме, однако ее величина в значительной степени зависит от длины волны накачки [31]. Для конкретного нелинейно-оптического кристалла можно, вообще говоря, подобрать такую оптимальную длину волны накачки, при которой ширина полосы ОПУ будет максимальной. Иными словами, может оказаться, что при некоторой (оптимальной) длине волны накачки реализуется ситуация, когда угол синхронизма θ_m (угол между волновым вектором накачки и оптической осью кристалла) остается практически неизменным при значительном из-

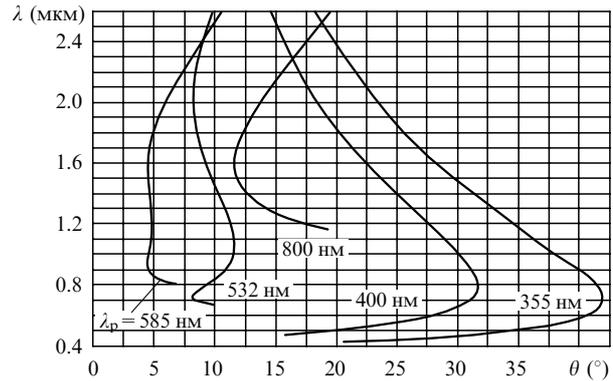


Рис.1. Перестроечные кривые $\theta(\lambda)$ (θ – угол между волновым вектором накачки и кристаллографической осью X кристалла в плоскости XY) для коллинеарного трехволнового параметрического взаимодействия типа e – oo в кристалле LBO, рассчитанные при различных длинах волн накачки λ_p .

менению частот сигнальной и холостой волн, т. е. $\partial\theta_m/\partial\omega_s = 0$. При этом ширина полосы ОПУ будет максимальной.

На рис.1 в качестве примера приведены перестроечные кривые синхронизма для трехволнового параметрического взаимодействия в кристалле LBO, рассчитанные при нескольких длинах волн накачки λ_p . Видно, что ширина полосы ОПУ максимальна при длине волны накачки вблизи 585 нм.

На рис.2 представлены нормированный контур полосы ОПУ на кристалле LBO при оптимальной длине волны накачки $\lambda_p^{\text{opt}} = 585$ нм в окрестности вырожденного режима, рассчитанный по формуле (1) при длине кристалла $L = 1$ см, усилении $G_0 = G|_{\Delta k = \delta = 0} = \text{sh}^2(\Gamma_0 L) = 10^3$ и $\theta_m = 4.54^\circ$, а также фрагменты перестроечной кривой

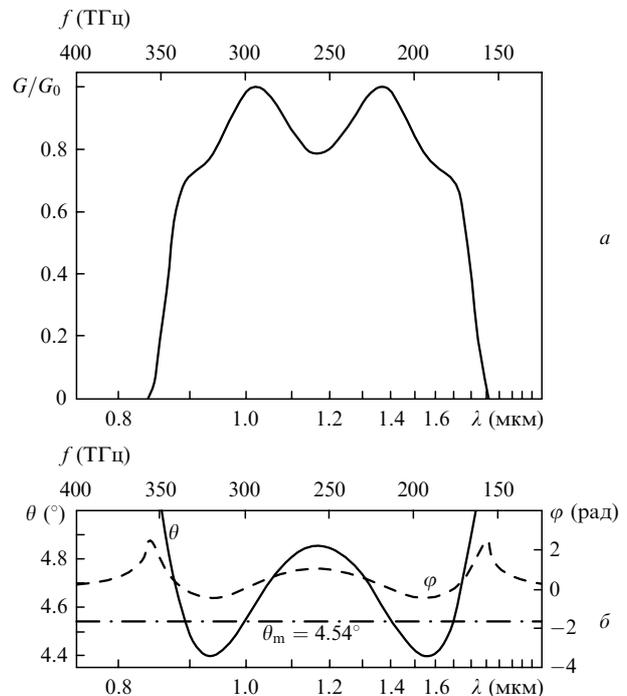


Рис.2. Нормированный контур ОПУ на кристалле LBO вблизи вырожденного режима, рассчитанный при оптимальной длине волны $\lambda_p^{\text{opt}} = 585$ нм и $\theta_m = 4.54^\circ$ (а), и фрагменты соответствующей перестроечной кривой (сплошная линия) и частотной зависимости фазы (штриховая линия) усиленной волны (б).

ОПУ и частотной зависимости фазы φ усиленной сигнальной волны, рассчитанной по формуле (2). Видно, что при выбранных условиях ширина полосы ОПУ на кристалле LBO превышает октаву. Заметим, что форма контура усиления определяется частотным изменением условий синхронизма при выбранном значении угла θ_m . Штрих-пунктирная линия ($\theta_m = 4.54^\circ$) пересекает перестроенную кривую (сплошная кривая) в четырех точках, что позволяет получить значительное уширение контура, но с некоторой модуляцией, т. к. точное выполнение синхронизма происходит в точках пересечения, соответствующих максимумам в контуре усиления. Дополнительное влияние на контур усиления оказывает частотная зависимость параметра Γ (см. формулу (3)), обусловленная, главным образом, фактором вырождения.

Расчеты показывают, что условия, при которых ширина полосы ОПУ превышает октаву, могут быть реализованы и для целого ряда других нецентросимметричных кристаллов. Результаты наших расчетов для некоторых кристаллов приведены в табл.1, где указаны оптимальные длины волн накачки λ_p^{opt} , при которых достигается максимальная ширина контура ОПУ в окрестности вырожденного режима, соответствующие углы синхронизма θ_m и границы контура усиления по уровню 0.5 при длине кристалла $L = 1$ см. Расчеты проводились при $G_0 = 10^3$, т. е. при $\Gamma_0 L \approx 4.15$. Дисперсия нелинейной восприимчивости d_{eff} в пределах контура усиления учитывалась с использованием правила Миллера. При расчете рассматривались контуры, глубина модуляции которых не превышала 30%. Данные по показателям преломления брались из работы [32]. Приведенные в табл.1 результаты демонстрируют возможность реализации усиления суперконтинуумов с шириной полосы, равной октаве, в ближнем и среднем ИК диапазонах.

К сожалению, длины волн накачки, при которых реализуется максимальная ширина полосы усиления, не совпадают с длинами волн основного излучения или гармоник «традиционных» лазеров. Однако расчеты показывают, что допустимо некоторое отклонение длины волны накачки от оптимальной величины, при котором ширина полосы еще будет превышать октаву. На рис.3 в качестве примера приведены контуры ОПУ, рассчитанные для кристалла ВВО при накачке излучением второй гармоники Nd:YAG-лазера с длиной волны 1.318 мкм ($\lambda_p = 0.659$ мкм), Nd:YAP-лазера с длиной волны 1.35 мкм ($\lambda_p = 0.675$ мкм) и $\lambda_p^{opt} = 0.665$ мкм, которая соответствует максимальной ширине контура ОПУ (см. так-

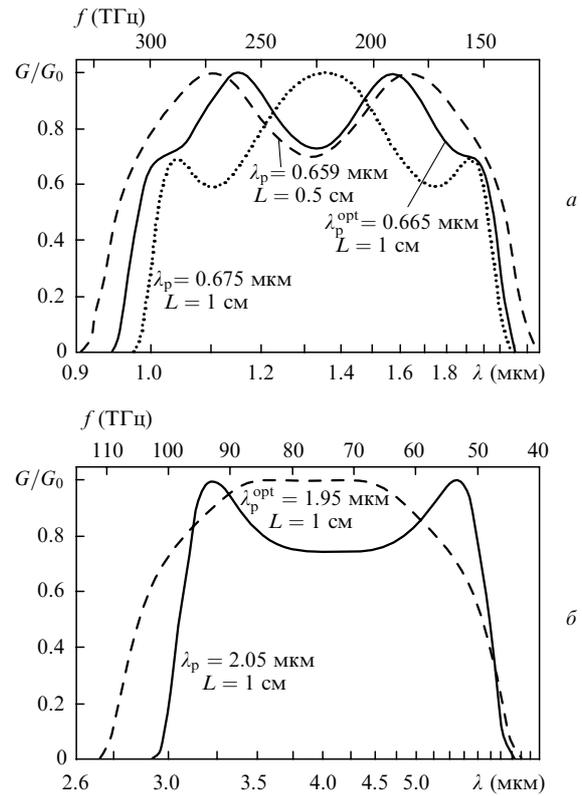


Рис.3. Расчетные контуры коллинеарного ОПУ ($G_0 = 10^3$) вблизи вырожденного режима на кристаллах ВВО (а) и AgGaS₂ (б) при разных λ_p и L .

же табл.1), а также для кристалла AgGaS₂ при оптимальной длине волны накачки $\lambda_p^{opt} = 1.95$ мкм и накачке излучением Ho:YLF-лазера с длиной волны $\lambda_p = 2.05$ мкм. Видно, что при таких длинах волн накачки сохраняется возможность реализации ширины полосы ОПУ, превышающей октаву.

Для рассматриваемой геометрии наиболее предпочтительной является схема ОПУ, в которой осуществляется усиление фазомодулированных импульсов суперконтинуума (генерируемого фемтосекундными импульсами) в поле монохроматической накачки, т. е. при накачке длинными субнаносекундными импульсами. При такой схеме [21–23] рассогласование групповых скоростей накачки и параметрических волн становится несущественным. Более того, при усилении фемтосекундных импульсов с заданной шириной спектра предпочтительнее

Табл.1.

Кристалл	Оптимальная длина волны накачки λ_p^{opt} (мкм)	Пределы контура ОПУ по уровню 0.5		Угол синхронизма θ_m (°)*
		$\lambda_s^{min} - \lambda_s^{max}$ (мкм)	$f_s^{max} - f_s^{min}$ (ТГц)	
WBO	0.665	0.982–2.06	305–145	20.7
LBO	0.585	0.872–1.78	344–169	4.5
LiIO ₃	0.97	1.41–3.11	213–96.3	19.2
AgGaS ₂	1.95	2.86–6.12	105–49.0	31.4
AgGaSe ₂	2.6	3.62–9.24	82.9–32.5	40.6
GaSe	2.5	3.54–8.79	84.6–34.1	10.7
ZnGeP ₂ **	2.5	3.60–8.19	83.4–36.6	48.0

*В случае двухосного кристалла LBO θ_m – угол между кристаллографической осью X и волновым вектором накачки в плоскости XY;
 **взаимодействие o – ee.

усиление фазомодулированных импульсов, и если ширина спектра сигнала меньше ширины контура усиления, то при отсутствии истощения накачки усиление сигнальной волны протекает без фазовых и амплитудных искажений. Однако генерируемая и усиленная при этом холостая волна является фазосопреженной (с отрицательным чирпом) по отношению к сигнальной волне. В связи с этим в усилитель следует посылать только ту часть спектра суперконтинуума, которая отвечает спектру сигнальной волны в полосе ОПУ.

При необходимости сохранения фазовых характеристик исходного суперконтинуума в пределах всей полосы усиливаемой октавы можно ввести небольшую (порядка 0.5°) неколлинеарность между волной накачки и сигнальной (холостой) волной. При этом ширина полосы ОПУ изменится незначительно, но усиление в заданном направлении сигнальной (холостой) части спектра будет осуществляться независимо (а дополнительные фазосопреженные холостые и сигнальные волны будут уходящими, т. е. распространяющимися под углом к заданному направлению). Основным недостатком рассмотренных выше геометрий является возможность усиления октавы только в ИК диапазоне.

4. Усиление в неколлинеарной геометрии вне вырожденного режима

Широкополосное усиление в ближнем ИК, видимом и ближнем УФ диапазонах может быть получено при работе вне вырожденного режима (т.е. для сигнальных волн – со значительным сдвигом в коротковолновую область спектра относительно вырожденной частоты) с использованием неколлинеарной геометрии при одновременной реализации фазового синхронизма и согласования групповых скоростей сигнальной и холостой волн (полихроматический синхронизм) [24–28].

Следует отметить, что спектральный диапазон, перекрываемый сигнальной волной (в отличие от холостой*) при заданной длине волны накачки, всегда меньше октавы, что непосредственно следует из закона сохранения энергии для трехфотонного параметрического процесса ($\omega_p = \omega_s + \omega_i$). В связи с этим для усиления сигнальных волн с общей полосой, превышающей октаву, необходимо использовать два или более ОПУ, работающих при различных длинах волн накачки. Каждый ОПУ может быть настроен на различные участки спектра инжектируемого суперконтинуума с последующим когерентным сложением, формируя результирующий усиленный спектр с шириной полосы в одну октаву и более. Возможность работы такой схемы определяется тем, что при отсутствии насыщения усиление сигнальных волн происходит без фазовых искажений [21].

*В области холостых длин волн можно получить континуум со спектральной шириной, превышающей октаву, с использованием неколлинеарного ОПУ при реализации полихроматического синхронизма, если направить на нелинейный кристалл континуум, спектральная полоса которого отвечает полосе ОПУ для сигнальных волн. При этом чирп холостой волны будет обращенным по отношению к чирпу сигнальной волны и направление распространения будет зависеть от длины волны «холостого излучения» в пределах полосы. Такая схема генерации излучения холостых волн со спектральной шириной полосы, достигающей одной октавы (0.8–1.6 мкм), недавно была фактически реализована в [28, 33] на кристалле ВВО при накачке второй гармоникой (393 нм) излучения фемтосекундного титан-сапфирового лазера.

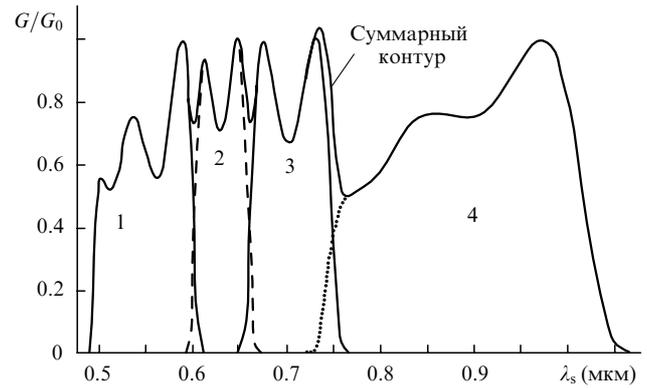


Рис.4. Суммарный контур многополосного ОПУ на кристалле CLBO с накачкой излучением второй и третьей гармоник субнаносекундного Nd:YAG-лазера. Контуры усиления получены при следующих параметрах: $\lambda_p = 355$ нм, $\theta_{p1} = 44.92^\circ$, $\phi_1 = 3.545^\circ$, $L = 1$ см (контур 1); $\lambda_p = 355$ нм, $\theta_{p2} = 43.62^\circ$, $\phi_2 = 2.95^\circ$, $L = 1$ см (2); $\lambda_p = 355$ нм, $\theta_{p3} = 41.55^\circ$, $\phi_3 = 1^\circ$, $L = 0.5$ см (3) и $\lambda_p = 532$ нм, $\theta_{p4} = 30.03^\circ$, $\phi_4 = 1.62^\circ$, $L = 1$ см (4).

Прежде всего мы рассмотрели схему с несколькими ОПУ при использовании для накачки излучения второй и третьей гармоник Nd:YAG-лазера, провели расчеты контуров усиления в условиях полихроматического синхронизма для ряда кристаллов и подобрали также условия, при которых результирующий контур непрерывно перекрывает полосу шириной не менее октавы при минимальном количестве ОПУ. Оказалось, что в данном случае наиболее подходящим для этих целей является кристалл CLBO. Результаты расчета приведены на рис.4. Видно, что четыре контура полностью перекрывают полосу шириной в октаву при глубине модуляции суммарного контура менее 50%. Заметим, что реализация двух высокочастотных контуров ОПУ (1 и 2) может быть обеспечена на одном и том же кристалле при двухпучковой накачке, т. е. в условиях, когда оба этих контура реализуются при заданном направлении k_s распространения сигнальной волны ($\theta_s = \theta_p - \phi = 41.375^\circ$), но при двух различных направлениях волнового вектора накачки с длиной волны $\lambda_p = 355$ нм. Действительно, если контур 1 получен при $\theta = \theta_{p1} = 44.92^\circ$ и $\phi = \phi_1 = 3.545^\circ$, то $\theta_s = \theta_{p1} - \phi_1 = 41.375^\circ$. Если же волновой вектор накачки направить вдоль образующей конуса с осью вдоль k_s с углом конуса $2\phi_2 = 5.9^\circ$, то θ_{p2} может изменяться в пределах $\theta_s \pm \phi_2$, т. е. от 38.425° до 44.325° , и в этот интервал попадает угол $\theta_{p2} = 43.62^\circ$.

При использовании в качестве накачки излучения второй ($\lambda_p = 400$ нм) и третьей ($\lambda_p = 267$ нм) гармоник титан-сапфирового лазера наиболее подходящим оказывается кристалл ВВО (рис.5). Расчет проводился для кристаллов длиной $L = 0.1$ см при усилении $G_0 = 10^3$. Видно, что суммарная полоса трех контуров позволяет перекрыть спектр шириной более октавы, простирающийся от ближнего ИК до ближнего УФ диапазона. Контуры 1 и 3 рассчитывались при условии реализации полихроматического синхронизма, а контур 2 рассчитывался исходя из необходимости устранения провала в усилении между контурами 1 и 3. Следует отметить, что условия получения контуров 1 и 2 при $\lambda_p = 267$ нм могут быть реализованы, как и в описанном выше случае, на одном и том же кристалле при двухпучковой накачке. В итоге полоса усиления шириной в октаву может быть получена с использованием только двух кристаллов.

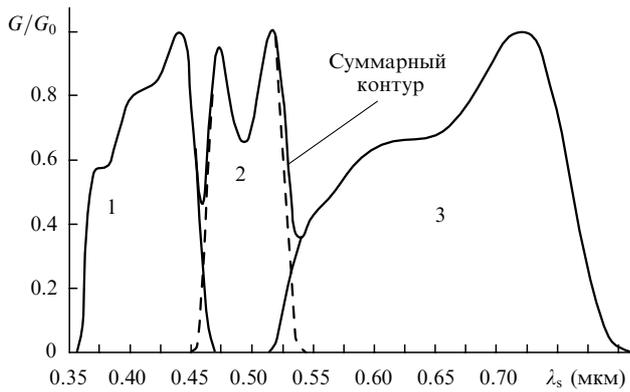


Рис. 5. Суммарный контур многополосного ОПУ на кристалле ВВО с накачкой излучением второй и третьей гармоник субмикросекундного титан-сапфирового лазера. Контур усиления получены при следующих параметрах: $\lambda_p = 267$ нм, $\theta_{p1} = 52.29^\circ$, $\phi_1 = 6.1^\circ$, $L = 0.1$ см (контур 1); $\lambda_p = 267$ нм, $\theta_{p2} = 49.37^\circ$, $\phi_2 = 4.2^\circ$, $L = 0.1$ см (2) и $\lambda_p = 400$ нм, $\theta_{p3} = 30.94^\circ$, $\phi_3 = 3.6^\circ$, $L = 0.1$ см (3).

5. Заключение

Таким образом, результаты проведенного анализа показали, что, подбирая соответствующим образом нелинейно-оптический кристалл и длину волны накачки в коллинеарной геометрии взаимодействующих волн вблизи вырожденного режима, можно реализовать ОПУ в ИК диапазоне (0.87–9 мкм) с шириной полосы, превышающей октаву. Продвижение в более коротковолновую область (вплоть до ближнего УФ диапазона) со столь же широкой полосой также возможно при усилении суперконтинуума, но при использовании нескольких ОПУ, работающих в неколлинеарной геометрии вне вырожденного режима и накачиваемых излучением с различными частотами (например, излучением второй и третьей гармоник Nd:YAG- или Ti:Al₂O₃-лазера).

Авторы выражают благодарность С.Н.Багаеву за стимулирующие обсуждения и интерес к работе. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 01-02-16845).

1. Diddams S.A., Jones D.J., Jun Ye., Cundiff S.T., Hall J.L., Ranka J.K., Windeler R.S., Holzwarth R., Udem T., Hansch T.W. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 5102 (2000).
2. Holzwarth R., Udem T., Hansch T.W., Knight J.C., Wadsworth W.J., Russell P.St.J. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 2264 (2000).
3. Stenger J., Binnewies G., Wilpers G., Riehle F., Telle H.R., Ranka J.K., Windeler R.S., Stenz A.J. *Phys. Rev. A*, **63**, 021802 (2001).

4. Udem T., Diddams S.A., Vogel K.R., Oates C.W., Curtis E.A., Lee W.D., Itano W.M., Drullinger R.E., Bergquist J.C., Hollberg L. *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 4996 (2001).
5. Cundiff S.T., Ye J. *Rev. Mod. Phys.*, **75**, 325 (2003).
6. Бакланов Е.В., Покасов П.В. *Квантовая электроника*, **33**, 383 (2003).
7. Hartl I., Li X.D., Chudoba C., Ghanta R.K., Ko T.H., Fujimoto J.G., Ranka J.K., Windeler R.S., Stetz A.J. *Opt. Lett.*, **26**, 608 (2001).
8. Drexler W., Morgner U., Kartner F.X., Pitris C., Boppart S.A., Li X.D., Ippen E.P., Fujimoto J.G. *Opt. Lett.*, **24**, 1221 (1999).
9. Brabec T., Krausz F. *Rev. Mod. Phys.*, **72**, 545 (2000).
10. Alfano R.R., Shapiro S.L. *Phys. Rev. Lett.*, **24**, 584; 592 (1970).
11. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов* (М.: Наука, 1988).
12. Knight J.C., Birks T.A., Russell P.St.J., Atkin D.M. *Opt. Lett.*, **21**, 1547 (1996); errata, **22**, 484 (1997).
13. Ranka J.K., Windler R.S., Stenz A.J. *Opt. Lett.*, **25**, 25 (2000).
14. Birks T.A., Wadsworth W.J., Russell P.St.J. *Opt. Lett.*, **25**, 1415 (2000).
15. Желтиков А.М. *УФН*, **170**, 1203 (2000).
16. Акимов Д.А., Алфимов М.В., Багаев С.Н., Биркс Т., Иванов А.А., Федотов А.Б., Уодсуорт У.Дж., Рассел Ф.Ст.Дж., Пивцов В.С., Подшивалов А.А., Желтиков А.М. *Письма в ЖЭТФ*, **74**, 515 (2001).
17. Akimov D.A., Ivanov A.A., Alfimov M.V., Bagaev S.N., Birk T.A., Wadsworth W.J., Russell P.St.J., Fedotov A.B., Pivtsov V.S., Podshivalov A.A., Zheltikov A.M. *Appl. Phys. B*, **74**, 307 (2002).
18. Wadsworth W.J., Ortigosa-Blanch A., Knight J.C., Birks T.A., Man T.-P.M., Russell P.St.J. *J. Opt. Soc. Am. B*, **19**, 2148 (2002).
19. Baumgartner R.A., Byer R.L. *IEEE J. Quantum Electron.*, **15**, 432 (1979).
20. Фишер Р., Кулевский Л.А. *Квантовая электроника*, **4**, 245 (1977).
21. Пискарскас А., Стабинис А., Янкаускас А. *УФН*, **150**, 127 (1986).
22. Dubietis A., Jonusanskas G., Piskarskas A. *Opt. Commun.*, **88**, 437 (1992).
23. Ross I.N., Matousek P., Towrie M., Langley A.J., Collier J.L. *Opt. Commun.*, **144**, 125 (1997).
24. DiTrapani P., Andreoni A., Solcia C., Foggi P., Danielius R., Dubietis A., Piskarskas A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **12**, 2237 (1995).
25. Wang J., Dunn H., Rae C.F. *Opt. Lett.*, **22**, 763 (1997).
26. Wilhelmi T., Piel J., Riedle E. *Opt. Lett.*, **22**, 1494 (1997).
27. Shirakawa A., Kobayashi T. *Appl. Phys. Lett.*, **72**, 147 (1998).
28. Cerullo G., Nisoli M., Stagira S., De Silvestri S. *Opt. Lett.*, **23**, 1283 (1998).
29. Reidle E., Beutter M., Lochbrunner S., Piel J., Schenkle S., Sporlein S., Zinth W. *Appl. Phys. B*, **71**, 457 (2000).
30. Reed M.K., Shepard K.S. *IEEE J. Quantum Electron.*, **32**, 1273 (1996).
31. Барейка Б., Бирмонтас А., Дикчус Г., Пискарскас А., Сируткайтис В., Стабинис А. *Квантовая электроника*, **9**, 2534 (1982).
32. Dmitriev V.G., Gurzadyan G.G., Nikogasyan D. *Handbook of Non-linear Optical Crystals* (Berlin: Springer, 1991).
33. Baltuska A., Fuji T., Kobayashi T. *Opt. Lett.*, **27**, 306 (2002); *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 133901-1 (2002).