

Управление спектром двухфотонного поля: неоднородное уширение за счет температурного градиента

Д. А. Калашников, К. Г. Катамадзе*, С. П. Кулик*

Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского Казанский Научный Центр РАН, 420029 Казань, Россия

* Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, 119992 Москва, Россия

Поступила в редакцию 27 января 2009 г.

Предложен и реализован метод управления спектром спонтанного параметрического рассеяния света. Метод основан на создании градиента температур вдоль нелинейного кристалла, в котором происходит генерация бифотонов. При этом за счет температурной зависимости показателей преломления происходит пространственная модификация условий фазового синхронизма и, как следствие, меняется спектральный состав излучаемого двухфотонного поля.

PACS: 42.50.—p, 42.65.Lm

Введение. Управление параметрами неклассических полей является одной из основных задач квантовой оптики. К числу таких параметров относятся поляризация, угловые и спектральные распределения, корреляционные и временные свойства и др. Последнее время в литературе большое внимание уделяется управлению спектром двухфотонного поля, как одного из наиболее популярных представителей семейства неклассических полей. Контроль степени перепутывания [1], приготовление чистых однофотонных состояний [2] и развитие когерентной квантовой оптической томографии [3] – далеко не полный перечень задач квантовой оптики и квантовой информации, в которых требуется управление двухфотонным спектром. Так, в работе [4] предложен метод создания широкополосного двухфотонного света за счет четырехволнового смещения в оптическом микроструктурированном поляризационно-сохраняющем волокне. Ширина спектра в этом случае составляет около 70 нм и определяется дисперсией волокна и значением керровской нелинейности. Форма спектра двухфотонного поля при спонтанном параметрическом рассеянии (СПР) света чувствительна к угловым [5, 6] и временным [7] параметрам лазерной накачки. В работах [8, 9] рассматривается элегантный способ получения бифотонов с широким спектром. Идея сводится к плавному изменению периода пространственной модуляции квадратичной восприимчивости $\chi^{(2)}$ вдоль направления распространения накачки (бифотонов) так, что для каждой продольной координаты будет выполняться условие квазисинхронизма

$$\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_i - \mathbf{K}(z) = 0 \quad (1)$$

с определенной пространственной гармоникой $K = 2\pi/\Lambda = K_0 - \zeta z$. При этом в данном направлении (в работе [9] была выбрана ось z) условие (1) выполняется для пары фотонов с центральными частотами ω_s и ω_i . По мере увеличения координаты z из-за изменения периода пространственной модуляции $\chi^{(2)}$ спектр бифотонного поля будет наполняться новыми частотами, в соответствии с (1). Спектр на выходе кристалла будет фактически определяться диапазоном изменения периода $\Lambda_{\min} \leq \Lambda \leq \Lambda_{\max}$, а не только дисперсией, как в случае пространственно-однородного образца [10]. Так, для кристалла ниобата лития при вариации периода в пределах 3.11–7.02 мкм, согласно [11], ширина спектра холостого излучения перекрывает четыре октавы, а сигнального составляет 300 нм¹). В работе [11] было показано, что в пренебрежении дисперсией групповых скоростей с помощью такой структуры можно генерировать предельно узкие двухфотонные волновые пакеты.

Однако следует отметить, что достижение таких спектральных параметров пока возможно лишь численно: экспериментальная реализация пространственных чирпированных структур сталкивается с определенными (хотя и не принципиальными) трудностями. Эксперименты, выполненные с периодически-неоднородными образцами танталата лития, в которых параметр ζ составлял $9.7 \cdot 10^{-6}$ мкм⁻², ширина спектра оказывалась около 300 нм, а его форма имела сложную структуру [9]²).

¹) В то же время для пространственно-однородного образца $\Delta\lambda_i \approx \Delta\lambda_s \approx 10$ нм, при $\lambda_p = 420$ нм.

²) В этих экспериментах использовался квазивырожденный режим, когда спектр бифотонов локализован вблизи удвоенной длины волны накачки $\omega_s \approx \omega_i \approx \omega_p/2$.

В настоящей работе предлагается другой способ управления спектром двухфотонного поля. Он основан на контролируемом изменении расстояния между центральными частотами сигнальных и холостых мод в спектре СПР, вызванном градиентом температуры, приложенным вдоль нелинейного кристалла, в котором генерируются пары фотонов.

Спонтанное параметрическое рассеяние света. Феноменологически СПР представляет собой трехфотонный процесс в среде с отличной от нуля квадратичной восприимчивостью $\chi^{(2)}$, который описывается гамильтонианом

$$H = \int d\mathbf{r} \chi^{(2)}(\mathbf{r}) E_p^{(-)} E_s^{(+)} E_i^{(+)} + \text{э.с.} \quad (2)$$

Здесь индексы p, s, i обозначают, соответственно, моды накачки, сигнальную и холостую, а (\pm) – положительно (отрицательно)-частотные компоненты полей. Состояние бифотонного поля описывается вектором

$$|\Psi\rangle = |vac\rangle + \int d\mathbf{k}_s d\mathbf{k}_i \int d\mathbf{r} F(\mathbf{r}) \exp\{i(\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_i)\} a_{\mathbf{k}_s}^\dagger a_{\mathbf{k}_i}^\dagger |vac\rangle, \quad (3)$$

где $a_{\mathbf{k}_i}^\dagger, a_{\mathbf{k}_s}^\dagger$ – операторы рождения фотонов в модах \mathbf{k}_i и \mathbf{k}_s [10]. В стационарном случае выполняется условие

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i. \quad (4)$$

Спектральные и угловые особенности такого поля определяются фактором $F(\mathbf{r}) \exp\{i\Delta(\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_i)\}$, который зависит от пространственного распределения накачки и/или формы нелинейного кристалла, а также волновой расстройки:

$$\Delta(\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_i) = \mathbf{k}_p - \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_i. \quad (5)$$

В частотно-вырожденном и коллинеарном ($k_s = k_i = k_p/2 \equiv k_0$) режиме при синхронизме типа I, когда оба родившихся фотона поляризованы одинаково, а кристалл имеет форму слоя, ориентированного перпендикулярно волновому вектору накачки, (3) принимает вид

$$|\Psi\rangle = |vac\rangle + \int d\Omega d\theta_s d\theta_i \sin c\{\Delta_z(\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_i)\} \times a^\dagger\left(\theta_s, \frac{\omega_p}{2} + \Omega\right) a^\dagger\left(\theta_i, \frac{\omega_p}{2} - \Omega\right) |vac\rangle, \quad (6)$$

где $\theta_{i,s}$ – углы рассеяния фотонов внутри кристалла, а Ω – частотная отстройка от половины частоты накачки $\omega_s = \omega_i = \omega_p/2$. Из (6) следует, что спектральное распределение бифотонов выражается функцией

$[\sin(x)/x]^2$ с аргументом, зависящим от квадрата частотной расстройки Ω :

$$x = \frac{\Delta_z L}{2} = \frac{L}{2} \left(\frac{d^2 k_0}{d\Omega^2} \right) \Omega^2. \quad (7)$$

Заметим, что тривиальным решением задачи формирования широкого спектра СПР является использование коротких кристаллов: при уменьшении длины L растет ширина функции $[\sin(x)/x]^2$. Однако это уширение сопровождается уменьшением максимальной интенсивности, которая для параметрических процессов квадратично зависит от длины кристалла L [10].

Типичный вид спектрального распределения (7) в квази-вырожденном (центральный пик) и невырожденном (два боковых пика) режимах показан на врезке рис.1а.

Идея метода. Пусть показатели преломления в модах p, s, i линейно зависят от продольной координаты z :

$$n_j = n_j^{(0)} + \frac{\partial n_j}{\partial z} z = n_j^{(0)} + \eta_j z, \quad (8)$$

где $j = p, s, i$. Предположим, для простоты, что

$$\eta_s \approx \eta_i \equiv \eta, \quad (9)$$

что справедливо в квази-вырожденном режиме СПР. Тогда волновая расстройка (5) приобретает вид

$$\Delta = \Delta^{(0)} + \omega_p(\eta_p - \eta)z/c. \quad (10)$$

Нетрудно показать, что спектральная плотность бифотонов, определяемая через пространственный интеграл в (3), будет теперь зависеть от дисперсии параметра модуляции $\eta_p - \eta \equiv \eta(\omega_p) - \eta(\omega_s)$:

$$F(\Omega) = \int_0^L dz \exp[i\Delta^{(0)}(\Omega)z] \exp[i(\eta_p - \eta)z^2]. \quad (11)$$

Заметим, что аналогичный интеграл с квадратичной пространственной зависимостью в экспоненте был получен в [9] при расчете чирпированных структур, удовлетворяющих условию (1). Однако физический смысл коэффициента при z^2 в [9] был совершенно иным.

На практике реализовать зависимость показателей преломления от продольной координаты (8) можно несколькими способами. Один из них – неоднородный нагрев (охлаждение) образца. Пусть температура линейно изменяется вдоль координаты z :

$$T(z) = T_0 + \kappa z, \quad (12)$$

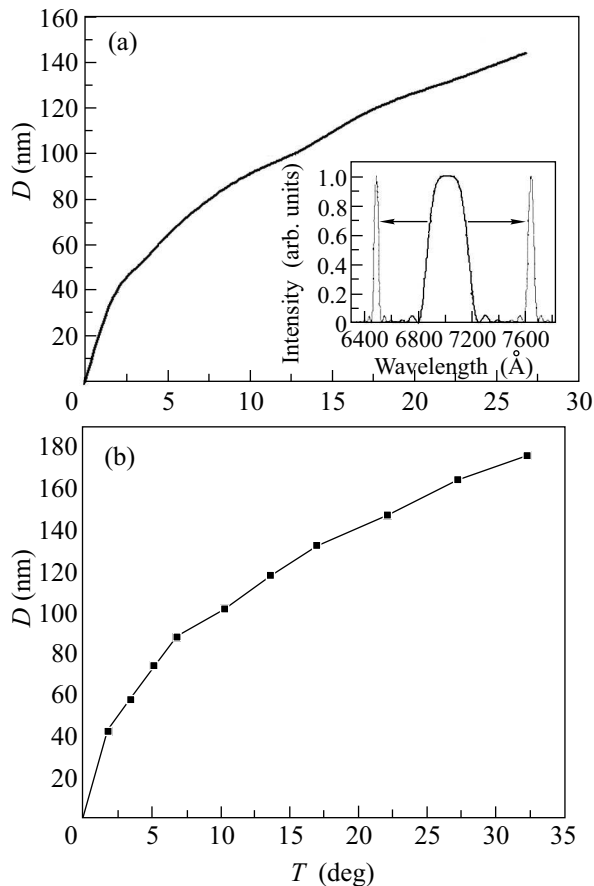


Рис.1. Зависимость расстояния D между центральными длинами волн сигнального и холостого излучения в спектре СПР от разности температур $\Delta = T - T_0$ в кристалле KDP длиной 20 мм при условии, что при $T_0 = 300$ К имеется вырожденный синхронизм: (а) – расчет; (б) – эксперимент. На врезке показано два спектра, рассчитанных для двух температур: центральный пик отвечает квази-вырожденному режиму при $T = 300$ К, два боковых пика соответствуют невырожденному режиму при $T = 330$ К. Стрелки указывают направление движения сопряженных компонент спектра при увеличении температуры при неизменной ориентации кристалла

где T_0 – температура передней грани образца, а $\kappa = \partial T / \partial z$ – параметр задачи. При небольших изменениях T показатель преломления линейно зависит от температуры [12], поэтому $\eta_j = (\partial n_j / \partial z) \propto \kappa$. Пространственное изменение показателя преломления снимает вырождение в спектре СПР: одиночный пик в окрестности $\omega_p/2$ раздваивается, а расстояние между центральными частотами двух максимумов, соответствующих сигнальным и холостым фотонам, будет расти по мере увеличения координаты z . Два боковых пика на врезке рис.1а соответствуют спектру невырожденного по частоте СПР при температу-

ре 330 К, в то время как образец был ориентирован под квазивырожденный режим при $T = 300$ К (центральный пик). Поскольку зависимость (12) непрерывная, интегральный спектр СПР на выходе образца будет представлять собой набор перекрывающихся пар пиков, охватывающих конечный спектральный диапазон. Следовательно, получающийся спектр будет неоднородно уширен, так что каждой паре сопряженных спектральных компонент можно сопоставить продольную координату рождения бифотона в кристалле. Так для кристалла дигидрофосфата калия (KDP, химическая формула KH_2PO_4), температура которого меняется по длине на 30° , ожидается, что спектр будет примерно ограничен сверху длиной волны 760 нм, а снизу – 640 нм (врезка на рис.1а).

На рис.1а показаны расчетные зависимости расстояния между двумя максимумами в спектре СПР кристалла KDP от температурной отстройки $\Delta = T - T_0$ при условии, что при $T_0 = 300$ К имеется вырожденный синхронизм. Видно, что даже при малых изменениях температуры можно ожидать значительного уширения спектра при обеспечении плавной вариации температуры по длине образца.

Спектральная плотность бифотонов, вычисленная по формуле (11) для образца KDP длиной 20 мм, показана на рис.2. Изменение температуры ΔT на дли-

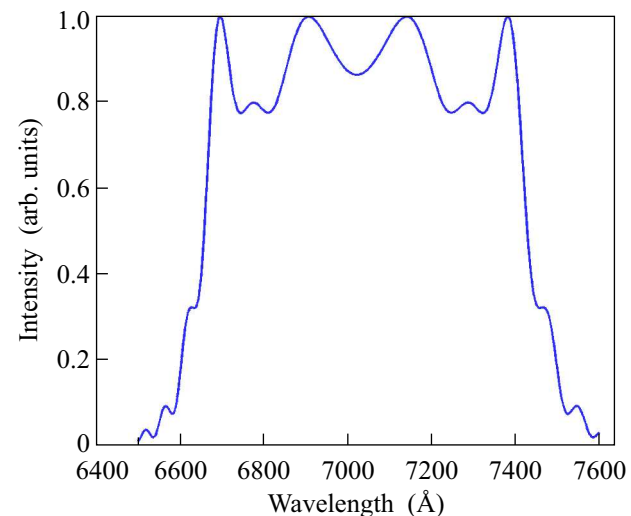


Рис.2. Расчетный спектр неоднородного кристалла KDP длиной 20 мм при $\Delta T/L = 10$ град/см

не образца составляет 20° . Отличия от спектра однородно нагретого кристалла, показанного на врезке рис.1а, очевидны. Во-первых, это увеличение его ширины: она составляет 70 нм^3 . Во-вторых, это не-

³В однородно нагретом образце длиной 20 мм ширина квазивырожденного спектра составляет 30 нм.

монотонность, связанная с проявлением интерференционных эффектов в пространственно-неоднородном образце [13]. В-третьих, это уменьшение значения в максимуме, вызванное перераспределением весов спектральных компонент, при сохранении интегральной интенсивности.

Экспериментальные результаты и обсуждение. На первом этапе в эксперименте проверялась зависимость, показанная на рис.1а. Для этого образец KDP помещался в азотный криостат и проводились измерения спектра СПР при различных температурах, но с фиксированной ориентацией образца. Ориентация выбиралась так, чтобы вырожденный режим осуществлялся при температуре T_0 , которая служила параметром.

Схема экспериментальной установки показана на рис.3. Накачкой служило излучение аргонового лазера

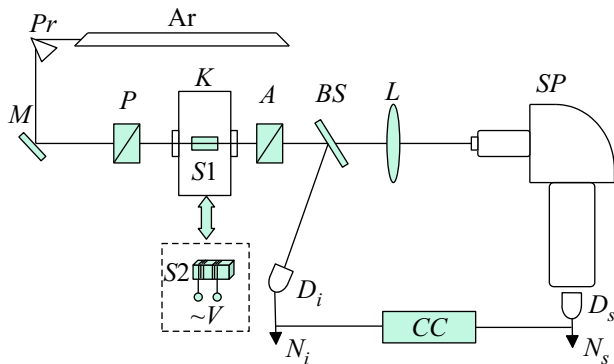


Рис.3. Схема экспериментальной установки. Ag – аргоновый лазер; Pr – дисперсионная призма; M – поворотное зеркало; P – поляризатор; K – азотный криостат; S1 – образец в криостате; S2 – образец с внешними нагревателями, управляемыми от внешнего источника напряжения V; A – анализатор; BS – светоделитель; L – линза; $D_{i,s}$ – счетные фотодетекторы; $N_{s,i}$ – сигналы (число импульсов за фиксированный временной интервал) фотодетекторов, направляемых на внешние счетчики; CC – схема совпадений; SP – спектрограф

ра с длиной волны 351 нм и угловой расходимостью около 0.2 мрад. Образцы имели форму прямоугольных параллелепипедов длиной 20 мм. В первой группе экспериментов образец помещался в азотный криостат, во второй, на образец наматывалось несколько витков нихромовой проволоки с переменным шагом так, что его температура увеличивалась от входной грани к выходной. Дополнительно на входной грани крепился воздушный радиатор, который служил термостатом и задавал комнатную температуру для этого участка образца. Контроль температуры в обоих случаях производился несколькими термопарами,

закрепленными вдоль образца. Линза L фокусировала сигнальное излучение на входную щель спектрографа. В фокальной плоскости его камеры получался двумерный спектр интенсивности в координатах “длина волны” – “угол рассеяния”. Светоделитель BS служил для пространственного разделения сигнальной и холостой мод. Пара детекторов ($D_{i,s}$), работающих в режиме счета фотонов, регистрировала интенсивность СПР в двух модах, пропорциональную числу отсчетов в единицу времени ($N_{i,s}$). По максимуму сигнала схемы совпадений (CC) производилась настройка на сопряженные моды.

Оказалось, что расстояние между центрами спектральных распределений сигнального ($\lambda_s^{(0)}$) и холостого ($\lambda_i^{(0)}$) фотонов слабо зависит от $T_0 = T(z=0)$; таким образом, начальную температуру можно было выбирать произвольно в пределах $\pm 40^\circ$ относительно комнатной. Далее, при разных температурах измерялись спектры СПР для одной и той же ориентации образца. Результаты показаны на рис.1б. Небольшое отличие от расчетных зависимостей (рис.1а) может быть вызвано расхождением использованных формул Селлмейера с учетом температурных поправок [12] от истинных дисперсионных кривых. Зависимости, изображенные на рис.1, показывают, что действительно, при реалистичных градиентах температуры (порядка 10 град/см) можно ожидать значительного (на порядок величины) уширения спектра.

Результаты второй группы экспериментов приведены на рис.4, где показаны спектральные рас-

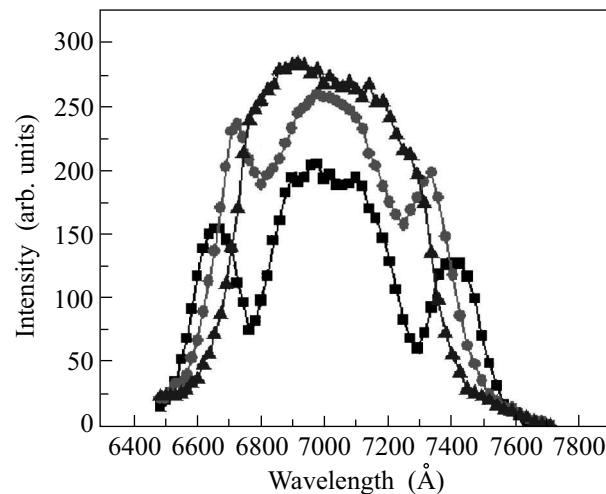


Рис.4. Измеренные спектры СПР кристалла KDP длиной 20 мм при различных температурных градиентах: \blacktriangle – $\Delta T = 3.3^\circ$, \bullet – $\Delta T = 4^\circ$, \blacksquare – $\Delta T = 6.4^\circ$

пределения интенсивности СПР для образца, изменение температуры вдоль которого составляло 3° , 4°

и 6° . Видно, что рост температурного градиента сопровождается уменьшением максимального значения при заметном уширении спектра, что хорошо согласуется с рассмотренной выше моделью.

Очевидно, что предложенный способ реализации градиента температуры не может приводить к линейной зависимости (12) и/или (8) в силу экспоненциального характера температурных распределений. Чтобы частично обойти эту проблему, была проведена серия экспериментов, в которых разные участки образца поддерживались при определенной (заданной) температуре. Для этого на один из образцов наматывалось 3 секции витков нихромовой проволоки так, что напряжение (а следовательно, и температура) на каждой секции регулировалось независимо. Варьируя значения напряжений, можно было существенно модифицировать спектр СПР, меняя как его ширину, так и сам характер спектрального распределения. На рис.5, кривая а показан спектр, форма

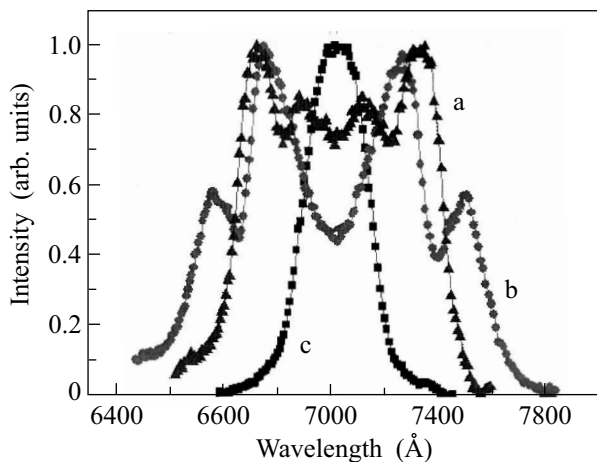


Рис.5. Спектры СПР образца KDP длиной 20 мм, вдоль которого расположено три нагревателя и три термопары, измеряющие температуру, соответственно, входной грани (T_0), середины образца (R_1) и выходной грани (T_2): (а) \blacktriangle – $T_0 = 31^\circ$, $T_1 = 34.7^\circ$, $T_2 = 40.3^\circ$; (б) \bullet – $T_0 = 32.3^\circ$, $T_1 = 46^\circ$, $T_2 = 49.3^\circ$; (с) \blacksquare – $T_0 = 27^\circ$, $T_1 = 27^\circ$, $T_2 = 27^\circ$

и ширина которого качественно согласуются с расчетными (рис.2). Предположительно, в этом случае распределение температуры вдоль образца наиболее близко описывается линейной зависимостью. При другом распределении напряжений на выводах печек получался спектр (рис.5, кривая b), в котором сильно подавлена вырожденная компонента в окрестности $2\lambda_p = 702$ нм, однако присутствуют две пары пиков, расстояния между которыми составляет 60 и 95 нм. На рис.5, кривая с для сравнения приведен спектр

однородно нагретого образца с шириной 27 нм. Все спектры, показанные на рис.5, нормированы на максимальное значение для удобства анализа и сравнения их формы. Не вызывает сомнения, что оптимизация конфигурации нагревателей и подбор напряжений на них позволит управлять формой спектра в более широком диапазоне длин волн.

Подчеркнем, что управляющим параметром для рассматриваемого эффекта служит величина $\eta(\omega_p) - \eta(\omega_s)$. Физически она определяется температурной зависимостью дисперсии показателя преломления. В KDP параметр $\eta(\omega_p) - \eta(\omega_s)$ (для $\lambda_p = 351$ нм, $\lambda_s \approx \lambda_i = 702$ нм) оказывается $-5.5 \cdot 10^{-6}$ град $^{-1}$. Как отмечалось выше, ширина спектра может меняться на порядки по сравнению со случаем фиксированной температуры и сильно зависит от выбора нелинейного кристалла. Например, для кристалла ниобата лития [14] температурный градиент 10 град/см приводит к ширине спектра 500 нм при длине образца 20 мм (для $\lambda_p = 750$ нм, $\lambda_s \approx \lambda_i = 1500$ нм). Параметр $\eta(\omega_p) - \eta(\omega_s)$ принимает значение $2.4 \cdot 10^{-5}$!

Аналогичный эффект уширения должен наблюдаться и в угловом спектре СПР. Оценки показывают, что изменение температуры с 300 до 280 К вдоль образца KDP длиной 20 мм увеличивает угловое распределение бифотонов в четыре раза по сравнению с однородно нагретым кристаллом. Так же как и для частотных степеней свободы двухфотонного поля, своеобразной платой за увеличение спектра служит уменьшение интенсивности СПР в максимуме. Однако обсуждение углового спектра СПР выходит за рамки данной работы.

Заключение. В работе предложен и реализован относительно простой метод управления спектральным распределением сигнального (холостого) излучения при спонтанном параметрическом рассеянии света. Это достигается вариацией температуры разных участков нелинейного кристалла, в котором происходит генерация бифотонов. Показано, что даже в лабораторных условиях можно изготовить конфигурацию печек, позволяющую эффективно управлять спектральным составом двухфотонного поля. Однако эффект сопровождается уменьшением спектральной амплитуды. Отметим, что в отличие от способа, предложенного в [8, 9, 11], для этого не нужно каждый раз готовить специальные образцы со специфической пространственной зависимостью периода модуляции квадратичной восприимчивости. Достаточно лишь изменить распределение подводимых к выводам печек напряжений.

В заключение заметим, что влияние температуры на условия пространственного синхронизма давно

используется в прикладной нелинейной оптике. Однако мы не встречали работ, в которых обсуждалось неоднородное пространственное распределение температуры с целью управления спектром параметрического процесса. В этом контексте задача о связи функции пространственного распределения температуры с формой двухфотонного спектра представляется интересной.

Авторы выражают благодарность А.Н. Пенину за полезное обсуждение результатов. Работа поддержана грантом поддержки ведущих научных школ # НШ-796.2008.2, грантом НАТО # СВР.NR.NRCL 983251 и Российским фондом фундаментальных исследований # 08-02-00032-а и # 08-02-90001-Бел.а.

1. Yu. M. Mikhailova, P. A. Volkov, and M. V. Fedorov, *Phys. Rev. A* **78**, 062327 (2008).
2. A. B. U'Ren, C. Silberhorn, K. Banaszek et al., *Laser Physics* **15**, 146 (2005).
3. M. B. Nasr, B. E. A. Saleh, A. V. Sergienko, and M. C. Teich, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 083601 (2003).
4. J. Fan and A. Migdall, *Optic Express* **15**, 2915 (2007).
5. S. Sarrasco, J. P. Torres, L. Torner et al., *Phys. Rev. A* **70**, 043817 (2004).
6. A. B. U'Ren, K. Banaszek, and I. A. Walmsley, *Quantum Information and Computation* **3**, 480 (2003).
7. M. B. Nasr, G. Di Giuseppe, B. E. A. Saleh et al., *Opt. Commun.* **246**, 521 (2005).
8. S. Sarrasco, M. B. Nasr, A. V. Sergienko et al., *Optics Letters* **31**, 253 (2004).
9. M. B. Nasr, S. Sarrasco, B. E. A. Saleh et al., *Phys. Rev. Lett.* **100**, 183601 (2008).
10. Д. Н. Клышко, *Фотоны и нелинейная оптика*, М.: Наука, 1980.
11. S. E. Harris, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 063602 (2007).
12. G. C. Ghoshe and G. C. Bhar, *IEEE J. of Quantum Electronics* **18**, N2, 143 (1982).
13. Д. Н. Клышко, *ЖЭТФ* **104**, 2676 (1993).
14. Г. Г. Гураздян, В. Г. Дмитриев, Д. Н. Никогосян, *Нелинейно-оптические кристаллы*, М.: Радио и связь, 1991.