

Два способа регистрации неклассических корреляций при параметрическом рассеянии света

Т. Ш. Исхаков, Е. Д. Лопаева, А. Н. Пенин, Г. О. Рытиков, М. В. Чехова¹⁾

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Физический факультет
119991 ГСП 1 Москва, Россия

Поступила в редакцию 16 октября 2008 г.

Сравниваются два способа исследования неклассических корреляций на выходе двухмодового параметрического усилителя – измерение нормированных глауберовских корреляционных функций и измерение дисперсии разностного числа фотонов в сопряженных модах. Теоретически и экспериментально показано, что соответствующие характеристики – нормированная КФ и коэффициент подавления шума – существенно по-разному зависят от основных параметров системы (коэффициента параметрического усиления, потерь в оптическом тракте и квантовых эффективностей фотодетекторов, а также полос регистрируемых частот и углов).

PACS: 03.67.Hk

Один из наиболее эффективных и простых способов генерации неклассического света основан на использовании оптического параметрического усилителя (ОПУ). В отсутствие “подсветки” ОПУ излучает так называемый “сжатый вакуум” – неклассическое состояние света с нулевым средним значением амплитуды поля и с коррелированными флуктуациями полевых квадратур или/и чисел фотонов. В режиме малого коэффициента параметрического усиления сжатый вакуум представляет собой двухфотонный свет и ОПУ используется как источник коррелированных пар фотонов. Можно условно выделить три типа ОПУ [1]: одномодовый, двухмодовый и “перепутывающий”. Их можно конструировать друг из друга [1]. Мы в данной работе исследуем двухмодовый ОПУ, так как это простейший случай, когда неклассические корреляции в излучении можно исследовать с помощью прямого детектирования [2], без использования гомодинной схемы.

Оптический параметрический усилитель может быть внутриврезонаторным или однопроходным. В первом случае значительного коэффициента параметрического усиления можно достичь за счет высокой добротности резонатора, во втором – только за счет большой пиковой мощности накачки. Преимущество однопроходного ОПУ состоит в том, что в нем сведены к минимуму оптические потери и поэтому неклассические корреляции в излучении полностью сохранены. Однопроходный ОПУ представляет собой кристалл с квадратичной нелинейностью, в котором происходит параметрическое рассеяние (ПР) света;

при малом усилении реализуется спонтанный режим ПР, а при большом – так называемый режим сверхлюминесценции [3].

Существует два основных способа регистрации двухмодового “сжатого вакуума”. В режиме малого коэффициента параметрического усиления обычно измеряют корреляции фотонов в сопряженных пучках с помощью интерферометра Хенбери Брауна – Твисса. При этом представляет особый интерес относительная величина корреляций, выражающаяся нормированной корреляционной функцией (КФ) Глаубера

$$g_{12}^{(2)} \equiv \langle \hat{N}_1 \hat{N}_2 \rangle / \langle \hat{N}_1 \rangle \langle \hat{N}_2 \rangle, \quad (1)$$

где \hat{N}_1, \hat{N}_2 – операторы чисел фотонов в сопряженных пучках. Корреляции проявляются в аномально большой величине $g^{(2)}$, причем это свойство заметно лишь в спонтанном режиме, поскольку КФ зависит от коэффициента параметрического усиления G как [4, 5]

$$g_{12}^{(2)} = 1 + \coth^2 G \quad (2)$$

и при больших G стремится к “классической” величине $g^{(2)} = 2$.

Однако это не означает, что в режиме сверхлюминесценции свет перестает быть неклассическим. Неклассичность света проявляется, например, в форме его распределения по числам фотонов [4]. Тем не менее, это распределение не просто измерить в эксперименте; удобнее наблюдать другое проявление неклассических корреляций – двухмодовое сжатие. Мерой двухмодового сжатия обычно служит так называемый коэффициент подавления шума, или Noise Reduction Factor (NRF) – отношение дисперсии раз-

¹⁾e-mail: masha@qopt.phys.msu.ru

ностного числа фотонов к среднему суммарному числу фотонов в двух сопряженных модах (пучках) [6]:

$$\text{NRF} = \frac{\text{Var}(\hat{N}_1 - \hat{N}_2)}{\langle \hat{N}_1 + \hat{N}_2 \rangle}. \quad (3)$$

Среднее суммарное число фотонов в двух модах, стоящее в знаменателе, часто называют стандартным квантовым пределом.

На выходе однопроходного ОПУ в пренебрежении потерями в нелинейном кристалле величина NRF точно равна нулю; это следует из того, что при ПР фотоны рождаются только парами, и флуктуации чисел фотонов в сопряженных модах оказываются полностью коррелированными. Обращение NRF в нуль происходит независимо от величины коэффициента параметрического усиления, однако на измеряемую величину NRF влияют такие факторы, как квантовая эффективность детекторов (а также оптические потери) и число регистрируемых мод.

Далее мы рассмотрим влияние на измеряемые величины $g^{(2)}$ и NRF различных параметров, а именно, коэффициента параметрического усиления, величины оптических потерь и квантовой эффективности фотоприемников и, наконец, числа регистрируемых мод. Соответствующие экспериментальные зависимости были получены с помощью установки, показанной на рис.1. Параметрическое рас-

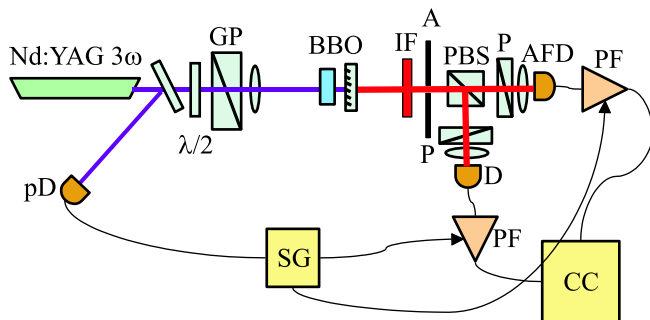


Рис.1. Экспериментальная установка для исследования неклассических корреляций при ПР. ПГ (GP) – призма Глана; ИФ (IF) – интерференционный фильтр; Д (A) – диафрагма; ПС (PBS) – поляризационный светоделитель; П (P) – поляризационный фильтр; ЛФД (AFD) – лавинные фотодиоды; ФИ (PF) – формирователь импульсов; pD – pin-диод; GC (SG) – генератор строба; CC – схема совпадений и счетчики

сеяние возбуждалось в кристалле ВВО длиной 2 мм с помощью излучения третьей гармоники Nd:YAG-лазера на длине волны 354 нм с частотой повторения импульсов 10 кГц, длительностью импульса 5 нс и энергией в импульсе 1 мкДж. Чтобы скомпенсировать расходимость накачки, пучок фокусировался

в кристалл с помощью линзы с фокусным расстоянием 27 см. Использовался коллинеарный частотно-вырожденный синхронизм типа II. После нелинейного кристалла излучение накачки отсекалось зеркалом, а излучение ПР направлялось в измерительную часть, состоящую из поляризационного светоделителя ПС и двух лавинных фотодиодов (ЛФД) с фокусирующими линзами. Импульсы с фотодиодов поступали на стробируемые формирователи логических импульсов (ФИ); логические импульсы анализировались с помощью счетчиков и двухканальной схемы совпадений (СС). Генератор строба (ГС) для управления измерительной частью установки запускался с помощью pin-диода (pD). В результате регистрирующая система “открывалась” только на интервалы времени длиной 10 нс, синхронизованные с моментами прихода импульсов накачки, что существенно (на три порядка) уменьшало вклад темнового шума фотодетекторов. Для подавления люминесценции кристалла, сравнимой по величине с сигналом ПР, использовался интерференционный фильтр ИФ. Диафрагма Д служила для выделения заданного телесного угла рассеяния. В эксперименте измерялись следующие величины: средние числа фотоотсчетов и среднее число совпадений за импульс, а также дисперсия разности чисел фотоотсчетов за импульс (последняя величина измерялась по массиву данных о числах фотоотсчетов за импульс). Исходя из этих величин, вычислялось значение нормированной КФ второго порядка [7], а также NRF.

I. Коэффициент параметрического усиления. Для исследования зависимости нормированной КФ и коэффициента подавления шума от коэффициента параметрического усиления в эксперименте с помощью поворота полуволновой пластинки, помещенной перед призмой Глана (ПГ), рис.1, изменялась мощность накачки. Величина коэффициента параметрического усиления, линейно связанная с амплитудой поля накачки, менялась при этом в пределах $2 \cdot 10^{-4} < G < 7 \cdot 10^{-4}$ (таким образом, имел место спонтанный режим ПР). Зависимость нормированной КФ от величины G выражается формулой (2), в спонтанном режиме принимающей вид

$$g_{12}^{(2)} = 2 + 1/N, \quad N = G^2, \quad (4)$$

где N – среднее число фотонов на моду. Заметим, что при многомодовом детектировании, когда объем детектирования в $m \gg 1$ раз превышает объем когерентности, зависимость (4) принимает вид [8]

$$g_{\text{meas}}^{(2)} \approx 1 + 1/mN. \quad (4a)$$

Обозначение $g_{\text{meas}}^{(2)}$ подчеркивает тот факт, что речь идет об измеряемой величине КФ.

В то же время, независимо от величины коэффициента параметрического усиления имеет место полное подавление шумов разностного числа фотонов, то есть полное обращение в нуль NRF. Это следует из уравнений Боголюбова, описывающих двухмодовый ОПУ (см., например, [9]):

$$a_1 = \text{ch}(G)a_{10} + \text{sh}(G)a_{20}^+, \quad a_2 = \text{ch}(G)a_{20} + \text{sh}(G)a_{10}^+, \quad (5)$$

где a_1, a_2 – операторы уничтожения фотонов в двух модах на выходе ОПУ, а a_{10}, a_{20} – соответствующие операторы на его входе. Легко видеть, что средние числа фотонов в модах 1,2 равны,

$$\langle N_1 \rangle = \langle N_2 \rangle = \text{sh}^2(G) \equiv N, \quad (6)$$

а дисперсия разностного числа фотонов тождественно обращается в нуль:

$$\text{Var}(\hat{N}_1 - \hat{N}_2) = 0. \quad (7)$$

В эксперименте были измерены зависимости от коэффициента параметрического усиления нормированной КФ второго порядка, а также коэффициента подавления шума. Обе зависимости показаны на рис.2, причем по оси абсцисс для удобства отложена не величина G , а число фотоотсчетов за импульс N_p в пучке 1, линейно связанное с N соотношением $N_p = m_1 \eta_1 N$, где η_1 – квантовая эффективность детектора 1, а m_1 – число временных и пространственных мод, регистрируемых этим детектором. Зависимость $g_{\text{meas}}^{(2)}(N_p)$, наблюдаемая в эксперименте, хорошо описывается формулой (4а), рис.2а.

Измеренный в эксперименте коэффициент подавления шума (рис.2б), в соответствии с теорией, не зависит от величины и составляет примерно 0.85. Основная причина, по которой измеряемое значение NRF не обращается в нуль, – это малая величина квантовой эффективности детектирования. В отличие от величины нормированной КФ интенсивности, коэффициент подавления шума чувствителен к потерям в оптическом тракте и к величине квантовой эффективности фотодетекторов.

II. Потери в оптическом тракте. Для измерения зависимости нормированной КФ интенсивности и величины NRF от потерь в оптическом тракте перед фотодетекторами были установлены поляризационные фильтры (рис.1), поворот которых менял величину пропускания. Известно (см., например, [10]), что при равных величинах квантовых эффективностей фотодетекторов $\eta_1 = \eta_2 \equiv \eta$ измеряемая вели-

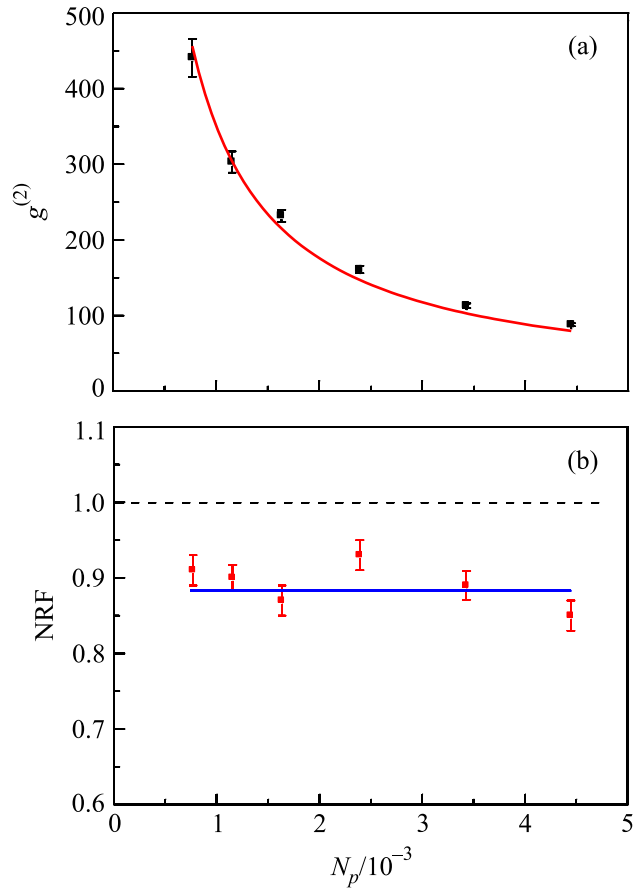


Рис.2. Зависимость нормированной КФ интенсивности второго порядка (а) и коэффициента подавления шума (б) от среднего числа фотоотсчетов за импульс при изменении коэффициента параметрического усиления. Коэффициент параметрического усиления менялся за счет изменения мощности накачки, падающей на кристалл. Сплошная кривая на рис.(а) – расчет по формуле (4а)

чина NRF_{meas} , которую можно определить как отношение дисперсии разностного фототока (или разностного числа фотоотсчетов в двух детекторах) к среднему суммарному фототоку (суммарному числу фотоотсчетов), выражается как

$$\text{NRF}_{\text{meas}} = 1 - \eta(1 - \text{NRF}). \quad (8)$$

Если, кроме того, в оптическом тракте имеются потери, то квантовую эффективность следует умножить на величину пропускания T : $\eta \rightarrow \eta T$.

В эксперименте действительно наблюдалась линейная зависимость измеряемого коэффициента подавления шума от величины пропускания T (рис.3б). При этом нормированная величина измеряемой КФ, в соответствии с теорией, не зависела от величины потерь в каналах (рис.3а).

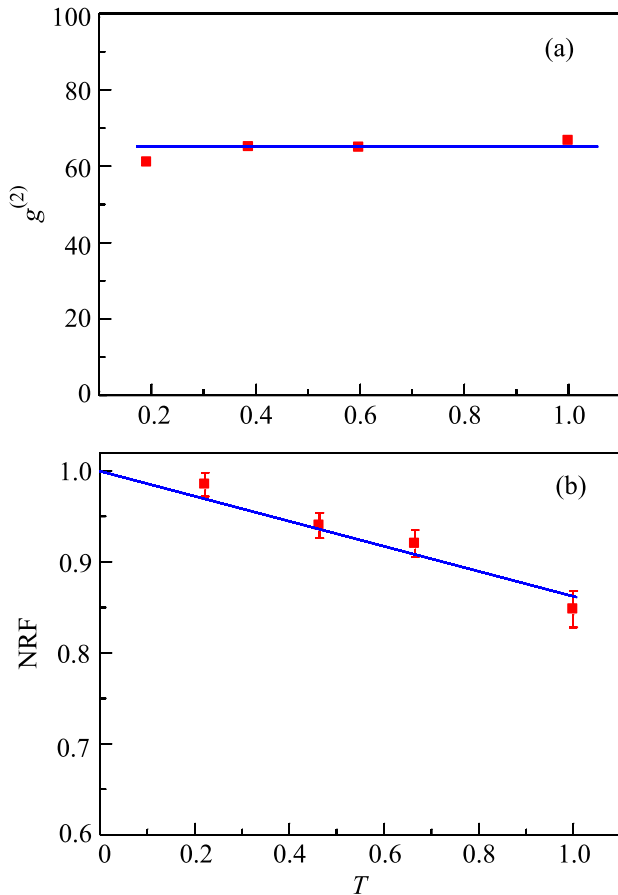


Рис.3. Зависимость нормированной КФ интенсивности второго порядка (а) и коэффициента подавления шума (b) от коэффициентов пропускания в сигнальном и холостом каналах, изменяемых путем поворота поляризационных фильтров

Заметим, что связь между NRF и величиной потерь в оптическом тракте можно использовать для абсолютной (безэтальной) калибровки пропускания оптических систем и квантовой эффективности фотоприемников в режиме регистрации больших потоков оптического излучения [11], когда неприменимы методы абсолютной калибровки на основе регистрации совпадений фотоотсчетов [12]. В эксперименте с помощью установки, показанной на рис.1, была измерена квантовая эффективность одного из лавинных фотодиодов двумя способами: “традиционным” двухканальным методом абсолютной квантовой калибровки, т.е. на основе счета совпадений, и с помощью выражения, следующего из (8) и (7):

$$\eta = 1 - \text{NRF}_{\text{meas}}. \quad (9)$$

Полученные двумя способами значения квантовой эффективности составили $16.6 \pm 0.5\%$ и $16 \pm 2\%$, соответственно, то есть совпадали в пределах ошибки

измерения. Такая малая величина η связана, прежде всего, с использованием лавинных фотодиодов с квантовой эффективностью около 40%, конечным пропусканием интерференционного фильтра (50%) и потерями на выходной грани кристалла и оптических элементов (около 10%). Следует отметить, что измерение квантовой эффективности на основе соотношения (1) требует сбора излучения в достаточно большом телесном угле (см. следующий раздел). В данном случае угол сбора детектора определялся диаметром диафрагмы (7 мм) и расстоянием от кристалла до диафрагмы (3 м).

Использование формулы (9) возможно лишь при условии равенства квантовых эффективностей в сигнальном и холостом каналах. На практике это можно обеспечить путем введения в один из каналов оптического фильтра с переменным пропусканием. В случае, когда квантовые эффективности в каналах отличаются, $\eta_1 \neq \eta_2$, можно воспользоваться следующим соотношением [13]:

$$\frac{\text{Var}(\hat{N}_1 - (\eta_1/\eta_2)\hat{N}_2)}{\langle \hat{N}_1 + \hat{N}_2 \rangle} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\eta_1}{\eta_2} \right) - \eta_1. \quad (9a)$$

Именно это соотношение использовалось в эксперименте. Тот факт, что результаты измерения квантовой эффективности методом абсолютной квантовой калибровки и по величине флуктуаций разностного числа фотоотсчетов совпадают, свидетельствует о полной корреляции флуктуаций интенсивности на выходе однопроходного ОПУ. Заметим, что в данной работе двухмодовое сжатие регистрировалось с помощью “счетных” фотодетекторов, обладающих малой квантовой эффективностью, что возможно именно благодаря наличию “идеальных” корреляций фотонов в сигнальном и холостом пучках.

III. Число детектируемых мод. Наиболее заметно две рассматриваемые характеристики неклассических корреляций, нормированная КФ интенсивности и NRF, различаются по зависимости от числа детектируемых мод, или объема детектирования. Из формулы (4а) следует, что измеряемая величина нормированной КФ интенсивности падает при увеличении числа регистрируемых мод m . В то же время, в работах [10, 14] было теоретически показано, что сжатие (отличие NRF от единицы) растет с числом регистрируемых мод. В данной работе этот факт проверен экспериментально. Для этого величина NRF, а также нормированная КФ второго порядка измерялись в зависимости от диаметра диафрагмы (D на рис.1). Результаты представлены на рис.4. Теоретические кривые на рис.4 были построены с помощью численного расчета, описанного в [14], с учетом следующих

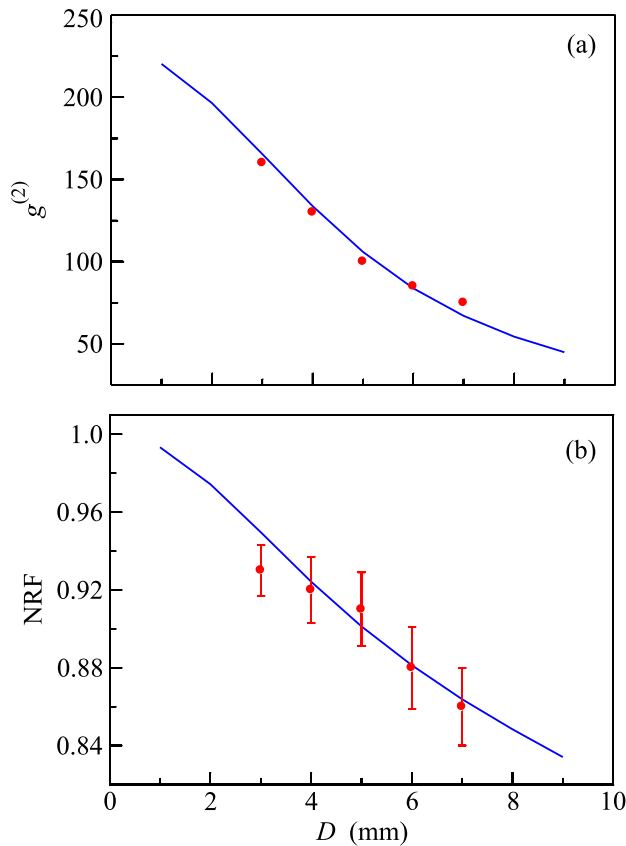


Рис.4. Зависимость нормированной КФ интенсивности второго порядка (а) и коэффициента подавления шума (b) от числа детектируемых мод, определяемых диаметром D диафрагмы D . Сплошные кривые – теоретический расчет [14]

параметров установки: толщина кристалла – 2 мм, диаметр пучка накачки – 0.2 мм, расстояние от кристалла до диафрагмы – 3 м.

Таким образом, при увеличении числа детектируемых мод величина нормированной КФ второго порядка падает, а величина двухмодового сжатия (отличие NRF от единицы) растет. Последнее обстоятельство можно интерпретировать следующим образом: ограничение числа детектируемых мод аналогично потерям, вносимым в оптический тракт. В самом деле, при конечной угловой ширине корреляционной функции ограничение углового спектра, скажем, холостого излучения, приведет к тому, что части углового спектра сигнального излучения не будут соответствовать коррелированным холостым фотонам. Увеличение ширины детектируемого углового спектра в холостом канале приведет к наличию холостых фотонов, которым не будут соответствовать коррелированные сигнальные фотоны, и т.д. Добиться пол-

ной корреляции фототоков в сигнальном и холостом каналах можно лишь при детектировании всего углового спектра сигнального и холостого излучений, что часто неосуществимо в эксперименте. Как показано в работе [14], фильтрация части углового (частотного) спектра без заметной потери двухмодового сжатия все же возможна, но лишь при высокой степени перепутывания по углу (частоте).

Таким образом, в работе показано, что две основные характеристики неклассических корреляций при ПР, нормированная КФ интенсивности и величина двухмодового сжатия, принципиально по-разному зависят от основных параметров системы. А именно, с ростом коэффициента параметрического усиления нормированная КФ падает, а сжатие не меняется; с ростом потерь падает сжатие, а нормированная КФ не меняется; увеличение же числа детектируемых мод приводит к падению КФ и росту двухмодового сжатия.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты # 06-02-16393, # 06-02-39015-ГФЕН, # 08-02-00555, # 08-02-00741) и программы поддержки ведущих научных школ НШ-796/2008.

1. S. L. Braunstein, Phys. Rev. A **71**, 055801 (2005).
2. M. Bondani, A. Allevi, G. Zambra et al., Phys. Rev. A **76**, 013833-1 (2007).
3. Д. Н. Клышко, *Фотоны и нелинейная оптика*, М.: Наука, 1980.
4. Д. Н. Клышко, УФН **166**, 613 (1996).
5. О. А. Иванова, М. В. Чехова, ЖЭТФ **125**, 256 (2004).
6. A. Heidmann, R. J. Horowicz, S. Reynaud et al., Phys. Rev. Lett. **59**, 2555 (1987).
7. О. А. Иванова, Т. Ш. Исхаков, А. Н. Пенин, М. В. Чехова, Квантовая электроника **36**, 951 (2006).
8. Д. Н. Клышко, ЖЭТФ **83**, 1313 (1982).
9. М. И. Колобов, И. В. Соколов, ЖЭТФ **96**, 1945 (1989); M. Kolobov, Rev. Mod. Phys. **71**, 1539 (1999).
10. E. Brambilla, A. Gatti, M. Bache, and L. A. Lugiato, Phys. Rev. A **69**, 023802 (2004).
11. G. Brida, M. Genovese, I. Ruo-Berchera et al., J. Opt. Soc. Am. B **23**, 2185 (2006).
12. Д. Н. Клышко, А. Н. Пенин, УФН **152**, 654 (1987).
13. I. Ruo-Berchera, *Applications of PDC entangled states to the quantum communication and metrology* (Ph.D.thesis), Politecnico de Torino, 2007; E. Brambilla, L. Caspani, O. Jedrkiewicz et al., Phys. Rev. A **77**, 053807 (2008).
14. Г. О. Рытиков, М. В. Чехова, ЖЭТФ **134**, 1 (2008).