

## ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ЧЕТВЕРТОГО ПОРЯДКА МЕЖДУ НЕЗАВИСИМЫМИ БИФОТОНАМИ

*А.В.Бурлаков, Д.Н.Клышко, С.П.Кулик, М.В.Чехова*

*Московский государственный университет им.М.В.Ломоносова<sup>1)</sup>*

*119899 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 6 мая 1999 г.

Экспериментально и теоретически исследуется интерференция бифотонов, излучаемых при коллинеарном параметрическом рассеянии из двух пространственно разделенных областей. Показано, что в этом случае фаза интерференции определяется длиной волны накачки и не требуется выравнивания оптических путей для излучения из разных областей.

PACS: 03.65.Bz, 42.50.-p

Вопрос о возможности наблюдения интерференции независимых фотонов неоднократно обсуждался (см., например, обзор [1]). Такую интерференцию независимых фотонов можно наглядно представлять как интерференцию классических волновых пакетов. При этом квантовые свойства света проявляются лишь при детектировании в виде дискретности фототока [2]. Однако такое наглядное представление поля в виде совокупности пакетов с определенными априорными свойствами оказывается неприменимым для описания некоторых "неклассических" оптических эффектов, см. [3–5]. Наиболее очевидно неклассичность света проявляется в экспериментах с бифотонами и интерференцией 4-го порядка по амплитуде поля (ее называют также интерференцией интенсивностей – в отличие от обычной интерференции 2-го порядка по амплитуде). Бифотоном называют пару фотонов, коррелированных по моментам рождения и, возможно, по поляризации, направлению, энергии. Нас будет интересовать вырожденный случай, когда средняя энергия, направление и поляризация фотонов одинаковы, то есть фотоны в паре неразличимы (точнее, не различаются используемыми детекторами).

В работе описан эксперимент по наблюдению интерференции 4-го порядка между двумя бифотонами, которые излучаются из двух отдельных нелинейных областей в результате параметрического рассеяния общей когерентной и классической накачки. При этом рассеянное поле описывается произведением двух волновых функций, что дает две независимые статистики для наблюдаемых вероятностей и моментов, так что бифотоны можно считать в некотором смысле независимыми. Интерференция 4-го порядка при неколлинеарном параметрическом рассеянии в двух кристаллах (с четырьмя пучками вместо двух) анализировалась в [6, 7] и наблюдалась в [8], однако принципиальной особенностью эффекта являлась необходимость выравнивания оптических путей сигнального и холостого излучения с точностью до их длины когерентности, составлявшей несколько десятков микрон. В настоящей работе показано, что для интерференции бифотонов, излучаемых из двух пространственно разделенных областей в коллинеарном режиме, не требуется выравнивание оптических путей для излучения из разных областей.

<sup>1)</sup> e-mail: postmast@qopt.ilc.msu.su

Коллинеарный режим при рассеянии в двух кристаллах ранее использовался в [9], где изучалось влияние пространственного распределения накачки на интерференцию 4-го порядка.

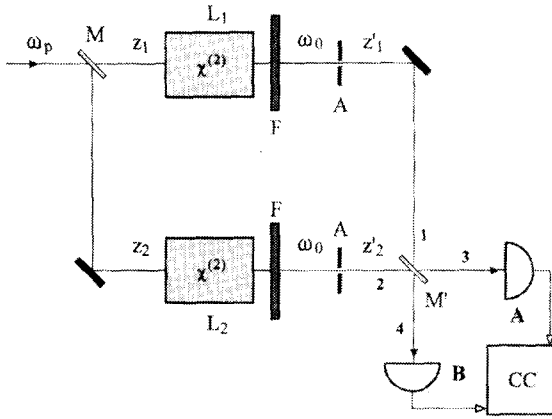


Рис.1. Принципиальная схема для наблюдения интерференции независимых бифотонов в схеме Маха - Цендера.  $\omega_p$  - частота накачки,  $\omega_0 = \omega_p/2$ .  $M$  и  $M'$  - светоделители,  $CC$  - схема совпадений

Принципиальная схема эксперимента представлена на рис.1. Монохроматический лазерный пучок накачки с частотой  $\omega_p$  расщепляется светоделителем  $M$  и проходит через два прозрачных кристалла с квадратичной нелинейностью  $\chi^{(2)}$ , после чего поглощается фильтрами  $F$ . Кристаллы спонтанно излучают поляризованные бифотоны со средней частотой  $\omega_0 = \omega_p/2$ . Апертурами  $A$  выделяется узкий телесный угол с одной поперечной модой в направлении волнового вектора накачки  $\mathbf{k}_p$ , так что внутри кристаллов выполняется условие коллинеарного фазового согласования  $\mathbf{k}_p = 2\mathbf{k}(\omega_0)$ . Бифотоны излучаются в случайные независимые моменты времени, но, тем не менее, они интерферируют друг с другом в 4-м порядке на выходном светоделителе  $M'$ . Эта интерференция наблюдается с помощью схемы совпадений  $CC$ .

Будем исходить из эффективного гамильтониана

$$H = -\frac{1}{2} \int d^3r \left[ \chi_1 E_{p1} (E_1^{(-)})^2 + \chi_2 E_{p2} (E_2^{(-)})^2 \right] + \text{э.с.} \equiv H_1 + H_2. \quad (1)$$

Здесь нелинейности  $\chi_i$  отличны от нуля лишь внутри кристаллов, индексы  $i = 1, 2$  относятся к кристаллам и излучаемым ими спонтанным полям с частотами, меньшими  $\omega_p$ , комплексные амплитуды накачки в кристаллах  $E_{pi}(\mathbf{r}, t)$  и параметры кристаллов могут быть различными;  $E_i(\mathbf{r}, t)$  - оператор поля рассеяния. В первом порядке по  $\chi_i E_{pi}$  из (1) следует

$$|\psi\rangle = \left( 1 - \frac{i}{\hbar} \int dt H(t) \right) |0\rangle = |0\rangle + \frac{i}{2\hbar} \int dt \int d^3r \sum_i \chi_i E_{pi} (E_i^{(-)})^2 |0\rangle. \quad (2)$$

В бездифракционном приближении рассматриваем плоские волны, распространяющиеся параллельно  $\mathbf{k}_p$  и перпендикулярно нелинейному слою, при этом в спектральном представлении

$$E_i^{(-)}(z, t) \propto a^+(z, t) \equiv \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{i\omega_0 t} \int d\Omega a_i^+(\omega_0 + \Omega) e^{i\Omega t - ik'_i(\omega_0 + \Omega)z}, \quad (3)$$

где  $\omega_0 \equiv \omega_p/2$ ,  $a_i(\omega_0 + \Omega)$  - оператор уничтожения фотона в моде с частотой  $\omega = \omega_0 + \Omega$  и  $k'_i(\omega_0 + \Omega)$  - волновой вектор, штрихи отличают волновые векторы внутри

кристалла, несущественные константы опускаем, подробней см. [10]. В результате

$$|\psi\rangle = |0\rangle + \frac{1}{2} \sum_i \chi_i E_{pi} e^{i\phi_{pi}} \int d\Omega a_i^+(\omega_0 + \Omega) a_i^+(\omega_0 - \Omega) \times \\ \times \int_{z_i}^{z_i + L_i} dz \exp\{iz[k'_{pi} - k'_p(\omega_0 + \Omega) - k'_i(\omega_0 - \Omega)]\} |0\rangle, \quad (4)$$

где  $[z_i, z_i + L_i]$  – границы  $i$ -го кристалла,  $\phi_{pi} \equiv k_p z_i$  – фаза поля накачки на расстоянии  $z_i$  от входного зеркала, функция  $k'(\omega)$  описывает дисперсию обыкновенных волн в нелинейном кристалле,  $k_p$  – волновой вектор накачки (внутри кристаллов волна накачки – необыкновенная волна, при этом  $k'_{pi} \approx 2k'_i(\omega_0)$ ). В стационарном режиме коррелируют лишь компоненты с  $\omega_0 + \Omega$  и  $\omega_0 - \Omega$ . Введем обозначения

$$|\Omega\rangle_i \otimes |-\Omega\rangle_i \equiv a_i^+(\omega_0 + \Omega) a_i^+(\omega_0 - \Omega) |0\rangle, \quad \Delta k_i(\Omega) \equiv k'_{pi} - k'_i(\omega_0 + \Omega) - k'_i(\omega_0 - \Omega), \\ f_i(\Omega) \equiv \frac{1}{L_i} \int_{z_i}^{z_i + L_i} dz e^{i\Delta k_i(\Omega)z}, \quad F_i(\Omega) = F_i(-\Omega) \equiv 2\pi c^{-1} \omega_0 \chi_i E_{pi} L_i f_i(\Omega) \equiv \Gamma_i f_i(\Omega),$$

тогда (4) принимает вид

$$|\psi\rangle = |0\rangle + \frac{1}{2} \int d\Omega [F_1(\Omega) e^{i\phi_{p1}} |\Omega\rangle_1 \otimes |-\Omega\rangle_1 + F_2(\Omega) e^{i\phi_{p2}} |\Omega\rangle_2 \otimes |-\Omega\rangle_2]. \quad (5)$$

Здесь  $\Gamma_i$  имеет смысл коэффициента параметрического усиления ( $|\Gamma_i| \ll 1$ ), а функция  $f_i(\Omega)$  описывает зависимость усиления от частоты. Символ  $|\Omega\rangle_i \equiv |1\rangle_{i\Omega} \equiv a_i^+(\Omega) |0\rangle$  означает однофотонное состояние продольной моды с частотой  $\omega_0 + \Omega$  пучка  $i$ .

Если пренебречь спектральным составом пучков, то состояние поля можно представить в двухмодовом приближении как

$$|\psi\rangle = |0\rangle_1 \otimes |0\rangle_2 + C_1 |2\rangle_1 \otimes |0\rangle_2 + C_2 |0\rangle_1 \otimes |2\rangle_2 \approx (|0\rangle_1 + C_1 |2\rangle_1) (|0\rangle_2 + C_2 |2\rangle_2), \quad (6)$$

здесь  $C_i = \frac{1}{2} \Gamma_i$  и  $|C_i| \ll 1$ . Относительные вклады кристаллов  $C_i$  и их фазы можно регулировать амплитудами накачки  $E_{pi}$ . Без учета вакуумных компонент  $|\psi\rangle$  описывает двухфотонные состояния двух независимых мод, при этом вероятность обнаружить два фотона в одной из мод равна единице (вместо  $|C_i|^2 \ll 1$ ).

Из (5) находим вторые моменты поля рассеяния

$$N_i(\Omega) \equiv \langle a_i(\Omega)^+ a_i(\Omega) \rangle = |F_i(\Omega)|^2, \\ \langle a_i(\Omega) a_j(\Omega') \rangle = \langle 0 | a_i(\Omega) a_j(\Omega') | \psi \rangle = F_i(\Omega) e^{i\phi_{pi}} \delta_{ij} \delta(\Omega + \Omega'). \quad (7)$$

Найденные величины относятся к координате  $z_i + L_i$  на выходе  $i$ -го кристалла. При распространении до второго светоделителя  $M'$  добавляются фазы  $k_\Omega z'_i$ , где  $z'_i$  – расстояния от выходных граней кристаллов до  $M'$ , см. рис.1. В свободном пространстве  $k_\Omega = (\omega_0 + \Omega)/c$ , так что  $k_\Omega + k_{-\Omega} = 2k_0 = k_p$ , то есть учет путей  $z'_i$  дает не зависящие от частоты фазовые множители  $\exp(ik_p z'_i) \equiv \exp(i\phi'_i)$  в корреляторах  $\langle a_i(\Omega) a_i(\Omega') \rangle$ .

Таким образом, двухфотонные волновые пакеты при распространении приобретают дополнительные фазы  $\exp(i\phi_i)$ . В результате

$$\langle a_i(\Omega)a_i(\Omega') \rangle = F_i(\Omega)e^{i\phi_i}\delta(\Omega + \Omega'), \quad (8)$$

где  $\phi_i \equiv k_p(z_i + z'_i)$ . При продольном сдвиге кристалла вдоль пучка накачки сумма  $z_i + z'_i$  не изменяется, то есть продольное положение кристаллов не влияет на наблюдаемые эффекты (в приближении бесконечной длины когерентности накачки). Интерференция определяется разностью длин плеч интерферометра – двумя путями между светоделителями  $M$  и  $M'$ , как и в обычном интерферометре Маха – Цендера.

Фурье-образы спектральных моментов определяют функции корреляции

$$F_i(t, t') \equiv \langle a_i(t)a_i(t') \rangle = \frac{1}{2\pi} e^{-i\omega_p(t+t')} \int d\Omega e^{-i\Omega(t-t')} F_i(\Omega). \quad (9)$$

Функцию  $F_i(t, t') = F_i(t', t)$  можно назвать двухфотонным волновым пакетом или эффективным полем бифотона [10]. Зависимость от двух моментов времени свидетельствует о нестационарности поля рассеяния – статистика периодически изменяется с частотой накачки. Если исключить гомодинное детектирование, то фазовый множитель  $\exp[-i\omega_p(t + t')]$  роли не играет и в дальнейшем его опускаем, при этом коррелятор  $\langle a_i(t)a_i(t') \rangle$  зависит лишь от разности моментов регистрации фотонов  $\tau = t - t'$ :

$$\langle a_i(t)a_i(t') \rangle = F_i(\tau)e^{i\phi_i} = \frac{1}{2\pi} e^{i\phi_i} \int d\Omega e^{-i\Omega\tau} F_i(\Omega). \quad (10)$$

В приближении одномодового детектирования, согласно Глауберу [11], функция  $G_i(\tau) = G_i(-\tau) = \langle a_i^+(\tau)a_i^+(0)a_i(0)a_i(\tau) \rangle$  пропорциональна вероятности обнаружения двух фотонов в пучке  $i$  в моменты  $t$  и  $t + \tau$ . В случае двухмодовой волновой функции (5)  $G_i(\tau) = |F(\tau)|^2$ . Для измерения  $G_i(t)$  можно, например, использовать метод Брауна – Твисса [12].

Учтем теперь действие 50 %-ного светоделителя  $M'$ :

$$a_3(t) = [a_1(t) - a_2(t)]/\sqrt{2}, \quad a_4(t) = [a_1(t) + a_2(t)]/\sqrt{2}, \quad (11)$$

где  $a_3, a_4$  – операторы уничтожения фотонов в соответствующих пучках после светоделителя.

Регистрируемое число отсчетов в идеальных детекторах  $A$  и  $B$  принимает вид:

$$R_A = \langle a_3^+(t)a_3(t) \rangle = \frac{1}{2}(R_1 + R_2), \quad R_B = \langle a_4^+(t)a_4(t) \rangle = \frac{1}{2}(R_1 + R_2) = R_A. \quad (12)$$

Таким образом, поскольку пучки 1 и 2 во 2-м порядке взаимно некогерентны ( $\langle a_1^+ a_2 \rangle = 0$ ), то обычная интерференция полей в пучках 3 и 4 не наблюдается.

Далее, согласно (11),

$$F_{34}(\tau) = \langle a_3(0)a_4(\tau) \rangle = \frac{1}{2}(F_1(\tau)e^{i\phi_1} - F_2(\tau)e^{i\phi_2}), \quad (13)$$

где  $\phi_i \equiv k_p(z_i + z'_i)$ . Вероятность обнаружения по одному фотону в выходных пучках в моменты  $t$  и  $t + \tau$  определяется (четной) функцией корреляции

$$G_{34}(\tau) = |F_{34}(\tau)|^2 = \frac{1}{4}[|F_1(\tau)|^2 + |F_2(\tau)|^2 - 2\text{Re}(F_1(\tau)F_2^*(\tau)e^{i\phi})], \quad (14)$$

где  $\phi \equiv \phi_1 - \phi_2$ . Таким образом, эта вероятность осциллирует при изменении  $\phi$ . Двухфотонные пакеты из каждого кристалла "помнят" фазу накачки, что проявляется в биениях вероятности  $G_{34}$  с периодом, равным длине волны накачки  $\lambda_p$  – как и при обычной интерференции полей в интерферометре Маха – Цендера. Этот эффект можно назвать *интерференцией независимых бифотонов*. Подчеркнем основную особенность (14) – видность интерференционной картины не зависит от пространственного положения кристаллов и зеркал, которое, следовательно, может быть выбрано произвольно (в приближении бесконечной длины когерентности накачки).

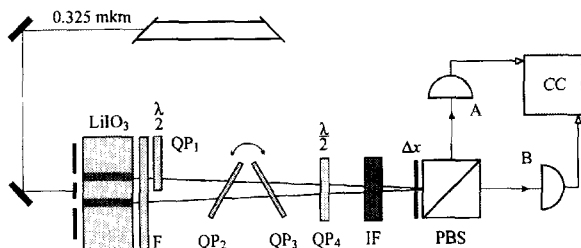


Рис.2. Экспериментальная установка для наблюдения интерференции 4-го порядка в схеме Юнга. Полуволновая пластинка  $QP_1$  вносит исходную разность оптических путей 460 мкм для сигнальных полей, излученных 1-й и 2-й областями рассеяния и длиной когерентности 45 мкм.

Если кристаллы и поля накачки в них одинаковы, то  $F_1(\tau) = F_2(\tau) \equiv F(\tau)$  и

$$G_{34}(\tau) = |F(\tau)|^2 \sin^2(\phi/2). \quad (15)$$

В реальном эксперименте использовалась интерференционная схема Юнга (рис.2), которая в данном случае полностью аналогична схеме Маха – Цендера как с точки зрения теоретического описания, так и с точки зрения физической сути наблюдаемых эффектов. Единственная особенность заключается в необходимости расположения регистрирующей аппаратуры в зоне дифракционного наложения бифотонных полей, излучаемых двумя областями рассеяния, как и при обычной интерференции 2-го порядка в схеме Юнга (в схеме Маха – Цендера наложение осуществляется с помощью светоделителя). Выбор данной схемы основывался на ее основном преимуществе – использовании одного кристалла вместо двух и вытекающей отсюда простоте эксперимента. В качестве накачки использовалось излучение He-Cd-лазера с одной поперечной модой, длиной волны 0.325 мкм, мощностью 5 мВт и длиной когерентности 15 см. Непрозрачный экран с двумя щелями (размер каждой щели  $a = 130$  мкм, расстояние между центрами щелей  $b = 330$  мкм) помещался непосредственно перед кристаллом йодата лития длиной 15 мм, вырезанного под углом  $58^\circ$  к оптической оси (что соответствовало вырожденному коллинеарному синхронизму рассеяния). Фильтр  $F$  (BC-8), установленный сразу после кристалла, полностью поглощал накачку и пропускал излучение видимого диапазона. При синхронизме типа I поляризации рассеянного излучения в сигнальных и холостых модах совпадают, так что на выходе кристалла получались два пучка бифотонов одинаковой поляризации (горизонтальной). Для проверки равенства (17) использовался интерферометр Брауна – Твисса с поляризационным светоделителем  $PBS$ . Относительное изменение фаз излучения из двух областей взаимодействия осуществлялось с помощью четырех фазовых пластинок  $QP$ . Первая пластинка  $\lambda/2$  ( $QP_1$ ) помещалась

непосредственно за кристаллом в один из бифотонных пучков так, чтобы повернуть его поляризацию на  $90^\circ$  (вертикально). Две одинаковые пластинки  $QP_2$  и  $QP_3$  толщиной  $d = 820$  мкм, вырезанные из кристаллического кварца, служили для плавного сдвига фаз между пучками. При этом "быстрые" (и "медленные") оси пластин ориентировались, соответственно, вдоль направлений векторов поляризации падающего излучения. Разность фаз  $\delta$  определялась углом поворота  $\alpha$ , двупределением  $\Delta n$  и толщиной пластин  $d$ :

$$\delta = 2d[(1 - [\sin(\alpha)/n]^2)^{-1/2} - 1]\Delta n, \quad \Delta n(0.65 \text{ мкм}) = 0.009, \quad n(0.65 \text{ мкм}) = 1.542.$$

Последняя пластинка  $\lambda/2$  ( $QP_4$ ) поворачивала поляризацию обоих пучков на  $45^\circ$ , так что каждый из детекторов, помещенных после поляризационного светоделителя, регистрировал вклад от обеих поляризаций (то есть от обеих областей взаимодействия).

Размер диафрагмы  $\Delta x$ , помещаемой перед светоделителем, выбирался в соответствии с условиями детектирования одного интерференционного максимума ( $\Delta x \leq \lambda_p z_0/b$ ,  $z_0$  – расстояние от кристалла до диафрагмы) [9]. Для спектрального выделения сигнального излучения использовался интерференционный фильтр  $IF$  с полосой пропускания 10 нм, что соответствовало длине когерентности сигнального излучения 45 мкм. Импульсы с ФЭУ поступали на схему совпадений  $CS$  с временем разрешения 1.9 нс.

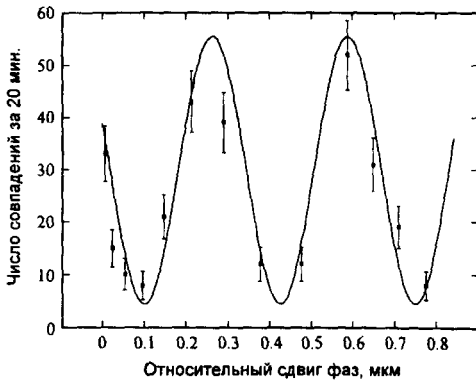


Рис.3. Зависимость числа совпадений от относительного сдвига фаз между сигнальным излучением из двух областей рассеяния. Точки – экспериментальные данные, сплошная кривая – теоретический расчет. Период интерференции совпадает с длиной волны накачки 0.325 мкм

На рис.3 представлена экспериментальная зависимость числа совпадений  $R_c(\delta)$  за время 20 мин. Теоретическая кривая – график функции  $A(1 - V \cos[2\pi\delta/\lambda_p + \varphi_0])$  с подобранными константами  $A$ ,  $V$  и  $\varphi_0$ . Таким образом, имеет место интерференция с периодом, равным длине волны накачки  $\lambda_p$ . Видность интерференционной картины  $V$  равна 85%. Заметим, что оптическая толщина первой,  $QP_1$ , фазовой пластинки (460 мкм), помещенной в один из пучков, на порядок превосходит длину когерентности рассеянного поля. Этот факт подтверждает сделанные выше выводы о независимости наблюдаемого явления от длины когерентности сигнального поля (в отличие от случая неколлинеарного рассеяния [8]).

Рассматриваемый эффект имеет несколько парадоксальных черт.

Поле накачки  $E_p$  в формуле (1) можно полагать классическим ( $E_p$  фактически является квазимонохроматическим случайным стационарным полем с некоторой конечной длиной когерентности  $l_p$ , при этом для наблюдения интерференции эта длина

должна превышать соответствующие масштабы экспериментальной установки – как и при интерференции независимых фотонов). Операторы  $H_1$  и  $H_2$  коммутируют, так что состояние поля рассеяния факторизуется:

$$|\psi\rangle = e^{iH_1 t} |0\rangle_1 \otimes e^{iH_2 t} |0\rangle_2 = |\psi\rangle_1 \otimes |\psi\rangle_2.$$

При этом поля, рассеиваемые в каждом кристалле, статистически независимы. В первом порядке по  $\chi E_p$  можно полагать, что каждый кристалл излучает независимые бифотоны. Это означает, что если мы будем регистрировать фотоны в 1-м и 2-м пучках дополнительными детекторами  $D_1$  и  $D_2$ , то они будут срабатывать в различные случайные моменты времени и совпадений отсчетов не будет (мы не учитываем случайные совпадения, квадратичные по интенсивности накачки).

Согласно (15), имеет место интерференция 4-го порядка между независимыми бифотонами с периодом, равным длине волны накачки  $\lambda_p$ , хотя фактически поле накачки на выходном зеркале  $M'$  отсутствует (оно подавляется фильтрами), а сдвиг фаз вносится в рассеянное поле. Таким образом, бифотоны в пучках 1 и 2 излучаются в случайные независимые моменты времени, так что они фактически никогда не перекрываются во времени (средний интервал времени между излучением бифотонов  $1/R_i \approx 10^{-4}$  с в каждом кристалле много больше времени когерентности  $1/\Delta\nu_i \approx 10^{-12}$  с). Оба регистрируемых одновременно фотона рождаются в одном кристалле. Но это заключение противоречит тому, что согласно (15) кристаллы могут "деструктивно" (при некоторых значениях  $\phi$ ) влиять на вероятность совпадений  $G_{34}$  и при удалении одного из кристаллов  $G_{34}$  может возрасти.

Этот парадокс показывает, что рассматриваемый эффект не имеет смысла наглядно описывать в терминах фотонов – волновых пакетов, излучаемых одним из кристаллов и имеющих определенную форму и положение в пространстве-времени.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант #99-02-16419).

- 
1. H.Paul, *Rev. Mod. Phys.* **58**, 209 (1986).
  2. Д.Н.Клышко, А.В.Масалов, УФН **165**, 1249 (1995).
  3. D.V.Strekalov, T.B.Pittman, and Y.H.Shih, *Phys. Rev.* **A57**, 567 (1998).
  4. Д.Н.Клышко, УФН **166**, 613 (1996).
  5. T.B.Pittman, D.V.Strekalov, A.Migdall et. al., *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1917 (1996).
  6. D.N.Klyshko, *Phys. Lett.* **A132**, 299 (1988).
  7. Z.Y.Ou, L.J.Wang, and L.Mandel, *Phys. Rev.* **A40**, 1428 (1989).
  8. Z.Y.Ou, L.J.Wang, X.Y.Zou et. al., *Phys. Rev.* **A41**, 566 (1990).
  9. A.V.Burlakov, M.V.Chekhova, D.N. Klyshko et. al., *Phys. Rev.* **A56**, 3214 (1997).
  10. A.V.Belinsky and D.N.Klyshko, *Laser Physics* **4**, 663 (1994).
  11. R.J.Glauber, *Phys. Rev.* **130**, 2529 (1963).
  12. R.H.Brown and R.Q.Twiss, *Nature (London)* **177**, 27 (1956).