

Двухфотонный спектр

М. В. Чехова¹⁾

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, 119899 Москва, Россия

Поступила в редакцию 7 февраля 2002 г.

Рассматривается распространение двухфотонного света в прозрачной среде с дисперсией групповой скорости. Показано, что даже в стационарном случае, когда двухфотонный свет генерируется от непрерывной накачки, его корреляционная функция второго порядка ведет себя подобно короткому импульсу: по мере распространения в среде она расплывается, а на достаточно большом расстоянии приобретает форму спектра двухфотонного излучения.

PACS: 42.50.Dv, 42.81.Dp

Двухфотонный свет, обычно получаемый в эксперименте с помощью спонтанного параметрического рассеяния (СПР) [1], в настоящее время вызывает большой интерес с точки зрения генерации так называемых перепутанных состояний в оптике. Обсуждается применение двухфотонного света для передачи квантовой информации [2].

В простейшем виде вектор состояния излучения, генерируемого при СПР, с учетом поляризации можно записать как $|\Psi_I\rangle = |\text{vac}\rangle + c|2, 0\rangle$ для синхронизма типа I и $|\Psi_{II}\rangle = |\text{vac}\rangle + c|1, 1\rangle$ для синхронизма типа II. Здесь символом $|n, m\rangle$ обозначено состояние с n фотонами в поляризационной моде x и m фотонами в поляризационной моде y ; параметр $c \ll 1$ задает амплитуду двухфотонного состояния, а $|\text{vac}\rangle$ обозначает вакуумное состояние. Однако такая запись является идеализацией: в действительности двухфотонный свет всегда имеет конечный спектр, как частотный, так и угловой. Например, с учетом спектрального разложения состояние, генерируемое при СПР от непрерывной накачки при частотно-вырожденном синхронизме, имеет вид [3]

$$|\Psi\rangle = |\text{vac}\rangle + c \int d\Omega F(\Omega) a_s^\dagger \left(\frac{\omega_p}{2} - \Omega \right) a_i^\dagger \left(\frac{\omega_p}{2} + \Omega \right) |\text{vac}\rangle \equiv \int d\Omega F(\Omega) \left| \frac{\omega_p}{2} - \Omega \right\rangle_s \left| \frac{\omega_p}{2} + \Omega \right\rangle_i, \quad (1)$$

где через ω_p обозначена частота накачки, а индексы i, s соответствуют сигнальной и холостой модам. Это могут быть поляризационные моды (в случае синхронизма типа II) или пространственные моды. Амплитуда $F(\Omega)$, обычно называемая амплитудой бифотона²⁾, определяет спектральные свойства двухфотон-

ного света. Вид ее различен для синхронизма типа II и типа I:

$$F_{II}(\Omega) = \frac{\sin(DL\Omega/2)}{DL\Omega/2}, \quad F_I(\Omega) = \frac{\sin(D''L\Omega^2/2)}{D''L\Omega^2/2}, \quad (2)$$

где L – длина нелинейного кристалла, D – разность обратных групповых скоростей для сигнального и холостого фотонов в нелинейном кристалле, а D'' – вторая производная дисперсионной зависимости $k(\omega)$ в нелинейном кристалле. Из (1) видно, что с учетом спектра свет, излучаемый при СПР, всегда находится в перепутанном состоянии.

Спектр двухфотонного света в окрестности частоты вырожденного синхронизма $\omega_p/2$ определяется квадратом модуля спектральной амплитуды $F(\Omega)$. Соответственно, корреляционная функция первого порядка имеет вид

$$G^{(1)}(\tau) = 4|c|^2 \exp\left\{-i\frac{\omega_p}{2}\tau\right\} \int d\Omega |F(\Omega)|^2 \cos(\Omega\tau). \quad (3)$$

Для корреляционной функции второго порядка расчет дает следующее выражение:

$$G^{(2)}(\tau) = 4|c|^2 \left| \int d\Omega F(\Omega) \cos(\Omega\tau) \right|^2. \quad (4)$$

При СПР в кристаллах длиной порядка 1 см типичная ширина корреляционной функции второго порядка составляет десятки – сотни фемтосекунд.

Рассмотрим теперь распространение двухфотонного света в прозрачной диспергирующей среде. Закон дисперсии для такой среды запишем в окрестности вырожденного синхронизма в виде $k(\omega) = k(\omega_p/2) + k'(\omega_p/2)(\omega - \omega_p/2) + k''(\omega_p/2)(\omega - \omega_p/2)^2/2$. Хорошо известно, что наличие третьего слагаемого в этом разложении приводит к расплыванию в среде коротких импульсов. При достаточно большой длине диспергирующей среды $z \gg l_d$, где дисперсионная

¹⁾ e-mail: masha@qopt.ilk.msu.ru

²⁾ Бифотоном называют пару фотонов, коррелированных по моментам рождения, частотам, волновым векторам, поляризации.

длина может быть определена как $l_d = \tau_0^2/2\pi k''$, а τ_0 – начальная длительность импульса, импульс приобретает форму, совпадающую с его спектром. Такой импульс получил в литературе название “спектрон” [4].

Совершенно аналогичный эффект возникает при распространении в диспергирующей среде двухфотонного света. При этом в выражении (1) операторы рождения $a_{s,i}^+(\omega_p/2 \pm \Omega)$ приобретают частотно-зависящие фазовые множители, которые можно интерпретировать как появление множителя $\exp\{i(k_i'' + k_s'')\Omega^2 z/2\}$ при спектральной амплитуде $F(\Omega)$. В результате корреляционная функция первого порядка, как и спектр, не меняется. Однако корреляционная функция второго порядка (4), которая содержит под интегралом не $|F(\Omega)|^2$, а $F(\Omega)$, изменится. Так как связь между $F(\Omega)$ и $G^{(2)}(\tau)$ совершенно аналогична связи между спектральной амплитудой импульса и квадратом его огибающей, то корреляционная функция второго порядка при распространении в диспергирующей среде ведет себя подобно короткому импульсу. При $z \gg l_d$ (как в оптике фемтосекундных импульсов, это условие можно назвать условием “дальней зоны”) корреляционная функция будет иметь вид

$$G^{(2)}(\tau) \sim |F(\Omega)|^2 \Big|_{\Omega=\tau/k''z},$$

где $k'' \equiv k_s'' + k_i''$. Для ширины корреляционной функции после прохождения диспергирующей среды длиной z , как и в случае короткого импульса, получим $\tau = 2\pi z k''/\tau_0$, где τ_0 – начальная ширина корреляционной функции. Таким образом, если изначально корреляционная функция второго порядка имела ширину 50 фс, то после пропускания бифотонного света через оптическое волокно длиной 1 км она приобретет ширину около 6 нс (предполагается, что k'' для волокна составляет $3 \cdot 10^{-28}$ с²/см [4]). Форма же корреляционной функции будет совпадать со спектром, определяемым выражениями (2). Такой двухфотонный волновой пакет в дальней зоне можно назвать *двухфотонным спектроном*.

“Расплывание” корреляционной функции бифотона в среде с дисперсией нельзя не учитывать при разработке схем передачи квантовой информации с помощью бифотонного света. Следует заметить, что такое расплывание в оптических волокнах можно компенсировать, используя известные линейные методы компрессии импульсов [5] (нелинейные мето-

ды не годятся из-за малой интенсивности бифотонных полей). Иногда ошибочно полагают, что форма корреляционной функции второго порядка для бифотонного света проявляется в так называемом эффекте антикорреляции [7], который заключается в резком уменьшении (практически до нуля) числа совпадений фотоотсчетов двух детекторов, оба из которых регистрируют как сигнальное, так и холостое излучение. (Перед детектированием сигнальное и холостое излучение сбиваются на светоделителе, и для наблюдения эффекта оптические пути сигнального и холостого фотонов перед светоделителем должны быть выровнены.) Известно, однако, что наличие диспергирующей среды в сигнальном и холостом пучках перед светоделителем не влияет на форму антикорреляционного “провала” [7]. Этот эффект можно объяснить очень просто, если учесть, что форма “провала” связана не с корреляционной функцией второго порядка, а с корреляционной функцией первого порядка [8]. Но, в соответствии с соотношением (3), распространение двухфотонного света (как и любого излучения) в прозрачной среде с дисперсией групповой скорости не влияет на форму корреляционной функции первого порядка.

Автор приносит благодарность Янхуа Ши (США, университет UMBC) и А. С. Трифонову за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 00-15-96541).

1. Д. Н. Клышко, *Фотоны и нелинейная оптика*, М.: Наука, 1980.
2. K. Mattle, H. Weinfurter, P. G. Kwiat, and A. Zeilinger, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4656 (1996).
3. A. V. Belinsky and D. N. Klyshko, *Laser Physics* **4**, 663 (1994).
4. С. А. Ахманов, С. Ю. Никитин, *Физическая оптика*, М.: Изд-во МГУ, 1998.
5. С. А. Ахманов, В. А. Выслоух, А. С. Чиркин, *Оптика фемтосекундных импульсов*, М.: Наука, 1988.
6. С. К. Hong, Z. Y. Ou, and L. Mandel, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2044 (1987); Y. H. Shih and C. O. Alley, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2921 (1988).
7. A. M. Steinberg, P. G. Kwiat, and R. Y. Chiao, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2421 (1992).
8. A. V. Burlakov, M. V. Chekhova, O. A. Karabutova, and S. P. Kulik, *Phys. Rev.* **A64**, 011803 (2001).