

КАК МОГУТ ВЛИЯТЬ ФОТОНЫ НЕ ПОСТУПАЮЩИЕ В ИНТЕРФЕРОМЕТР НА РЕГИСТРАЦИЮ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ КАРТИНЫ?

А.В.Белинский

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

Поступила в редакцию 28 мая 1991 г.

Предложен эксперимент по трехфотонной интерференции, управление контрастом которой осуществляется изменением условий регистрации фотонов, не испытывающих интерференционных фазовых задержек. При этом можно наглядно продемонстрировать принцип неопределенности Фейнмана для объяснения парадокса Эйнштейна - Подольского - Розена наблюдаемых "энергия - время".

К решению ряда фундаментальных и прикладных проблем современной физики, таких как нарушение неравенств Белла, парадокс Эйнштейна - Подольского - Розена (ЭПР), а также повышение предельной чувствительности различных систем за счет депрессии квантовых шумов, все чаще привлекаются так называемые двухфотонные состояния, характеризующиеся нелокальной взаимной корреляцией фотонов, генерируемых, например, при параметрическом рассеянии излучения в средах с квадратичной нелинейностью (см. ¹⁻⁷ и цитируемую там литературу). Не меньший интерес представляют трехфотонные состояния, которые как будет показано далее, обладают новыми возможностями для наблюдения неклассических свойств света.

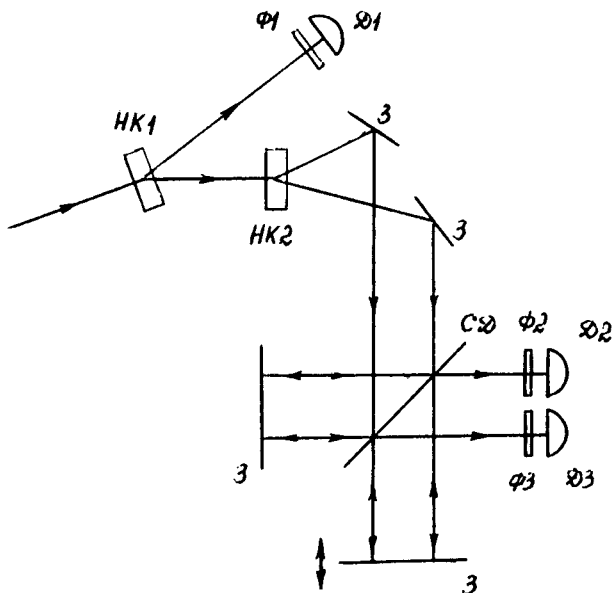


Схема предлагаемого эксперимента представлена на рисунке. Параметрически рождаемые в нелинейном кристалле НК2 фотоны (напомним, что фотон

накачки распадается на сигнальный и холостой фотоны, причем их частоты связаны соотношением $\omega_n = \omega_c + \omega_x$) поступают в двухканальный интерферометр Майкельсона, который образован зеркалами З и светоделителем СД. После фильтров Ф2 и Ф3 эти фотоны регистрируются детекторами Д2 и Д3, и фиксируются лишь случаи их одновременного прихода. Если НК2 накачивать монохроматическим излучением, то описанный блок схемы совпадает с экспериментом ³, смысл которого можно объяснить следующими соображениями. Пусть один из каналов интерферометра длиннее другого. Тогда совпадения моментов прихода фотонов возможны лишь в двух вариантах: оба прошли длинное, либо короткое плечо. Поскольку в данной схеме детектирования мы не можем разделить такие реализации, согласно принципу неопределенности Фейнмана ⁸, необходимо складывать их амплитуды вероятностей, и должна наблюдаться интерференция двух альтернатив. Действительно, внося фазовые задержки перемещением нижнего зеркала, авторы ³ получали различную скорость парных совпадений R в процессе счета фотонов. По теоретическим оценкам

$$R \propto 1 + \cos \varphi, \quad \varphi = \omega_{n2} \tau, \quad (1)$$

где ω_{n2} - круговая частота излучения накачки второго кристалла, а τ - относительная временная задержка прохождения светом различных плеч интерферометра. Фактически же, за счет недостаточного быстрогодействия регистраторов, контраст интерференционной картины в эксперименте ³ снизился до 50%, поскольку временное разрешение τ_p оказалось больше τ . Важно отметить также, что время когерентности сигнального и холостого излучений в ³ было существенно меньше τ , что исключало возможность обычной однофотонной интерференции в каждом из каналов.

А что, если попытаться установить, по какому из плеч (длинному или короткому) прошли парные фотоны? Не вторгаясь в интерферометр, такую операцию можно проделать с помощью трехфотонного состояния, приготовленного путем каскадного параметрического рассеяния. Этой цели служит кристалл НК1, накачиваемый внешним источником когерентного излучения. А уже генерируемый в нем свет, в свою очередь, является накачкой НК2. Регистрируя моменты времени прихода фотонов на детектор Д1 и парных фотонов на Д2 и Д3, по величине задержки между этими событиями в принципе можно выяснить траекторию сигнального и холостого фотонов в интерферометре. Иными словами, для примерно одинаковых оптических путей во всех каналах нас будут интересовать случаи тройных совпадений во временном интервале τ , но с разрешением, меньшим τ . Эффективность каскадной генерации будет, разумеется, меньше одноступенчатой, но эту "потерю" можно возместить увеличением времени выборки.

В соответствии с принципом неопределенности Фейнмана, интерференция в таком эксперименте должна исчезнуть. Но как можно детектированием независимых и не участвующих в интерференции фотонов ее разрушить?

Дело в том, что для уверенной регистрации временной задержки с разрешением τ спектральная ширина фильтра Ф1 $\Delta\omega_1$ должна быть больше $2\pi/\tau$. Однако, в соответствии с трактовкой парадокса ЭПР, данной работе ⁶, квантовая неопределенность ширины полосы накачки второго кристалла $\Delta\omega_{n2}$ примерно равна $\Delta\omega_1$ при фиксировании тройных совпадений. В результате неопределенность фазовой задержки плеч интерферометра $\Delta\varphi$, согласно (1), окажется большей 2π . Усреднение величины $\cos \varphi$ при этом даст ноль, и интерференционная картина действительно исчезнет!

Вернуть ее можно сужая полосу пропускания Ф1 и фиксируя случаи лишь тройных совпадений. Таким образом, фильтром Ф1 мы можем управлять

контрастом интерференционной картины, не воздействуя непосредственно на интерферометр. Последний, в свою очередь, является как бы "измерителем" квантового состояния, сформированного НК1, Ф1 и Д1, "чувствующим" нелокальную связь парных фотонов.

Изложенные соображения могут послужить дополнительным аргументом в пользу объяснения ⁸ парадокса ЭПР наблюдаемых "энергия - время", поскольку оно согласуется, таким образом, и с принципом неопределенности Фейнмана.

Отметим также возможность приготовления трехфотонных состояний и в средах с кубичной нелинейностью ⁹ без использования каскадного параметрического процесса.

Автор очень признателен Клышко Д.Н. и Свириденкову Э.А. за полезные обсуждения и замечания.

Литература

1. Franson J.D. Phys. Rev. Lett., 1989, 62, 2205.
 2. Horne M.A., Shimony A., Zeilinger A. Phys. Rev. Lett., 1989, 62, 2209.
 3. Kwiat P.G., Vreka W.A., Hong C.K. et al. Phys. Rev. A, 1990, 41, 2910.
 4. Workshop on Squeezed States and Uncertainty Relations. Univ. of Maryland. USA, 1991.
 5. Klyshko D.N. Phys. Lett., A, 1990, 146, 93.
 6. Клышко Д.Н. УФН, 1989, 158, 327.
 7. Клышко Д.Н. Фотоны и нелинейная оптика. М.: Наука, 1980.
 8. Фейнман Р., Хибс А. Квантовая механика и интегралы по траекториям. М.: Мир, 1968.
 9. Elyutin P.V., Klyshko D.N. Phys. Lett.. A, 1990, 149, 241.
-