УДК 530.1:535.1:535.4

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ОДИНОЧНЫХ ФОТОНОВ

О. Н. Крохин

Дано объяснение наблюдаемой интерференции одиночных фотонов, не противоречащее принципу их неделимости.

Ключевые слова: фотон, однофотонная интерференция.

В последние годы благодаря развитию лазерной техники (ультракороткие импульсы света) открылась возможность "выделять" отдельные фотоны, проводить с ними эксперименты, интерпретация которых поможет ответить на вопрос – что такое фотон [1, 2]. В этих экспериментах были сделаны попытки выделить из очень короткого лазерного импульса $\tau \sim 1$ пс один фотон посредством установки в оптический тракт ослабителя света соответствующей силы. Заметим, что этот фотон принадлежит к определенной моде резонатора и, соответственно, для него длина продольной когерентности $l \sim c\tau$, где τ равно обратной ширине моды генерации. Этот фотон вводится в интерферометр Маха–Цендера, в одном из плеч которого размещается быстрый затвор, отсекающий или пропускающий фотон сразу после вхождения в интерферометр. На выходе интерферометра контролируется наличие или отсутствие интерференции. Интерференция наблюдается всегда вне зависимости от состояния затвора.

Вопрос: почему?

Корпускулярно-волновой дуализм объектов атомных и менее размеров доказан, безусловно, для описания динамики тел, имеющих массу покоя. Аналогичная процедура может быть выполнена для фотона, т.е. чисто волнового объекта (не имеющего массы покоя, поскольку он является квантом, движущимся в пространстве со световой скоростью).

Такой подход был описан в книге [3].

Опуская для краткости некоторые более корректные рассуждения, мы введем "волновую функцию" фотона и аналог уравнения Шредингера более простым способом. Грубо говоря, подход, используемый в [3], подразумевает, что для единичного фотона, имеющего энергию $\hbar\omega$, соответствующие ему электромагнитные поля представляют со-

ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: krokhin@sci.lebedev.ru.
Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, 115409 Россия, Москва, Каширское шоссе, 31.

бой фактически волновую функцию, тем самым мы как бы разделяем материальную часть (электромагнитную энергию) и волну вероятности (“дуализм”).

Волновое уравнение, вытекающее из уравнений Максвелла, в случае пустого пространства для электрического поля $\vec{E}$ (или магнитного $\vec{H}$), имеет хорошо известный вид

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2} - \Delta\vec{E} = 0 \tag{1}$$

и может быть переписано для плоской волны, распространяющейся вдоль оси z (аналог свободного движения частицы с импульсом $\vec{p}$) в следующем виде:

$$\left(\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x}\right)\left(\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}\right)\vec{E} = 0. \tag{2}$$

Для волны, движущейся направо, имеем

$$\left(\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x}\right)\vec{E} = 0. \tag{3}$$

Это уравнение похоже на уравнение Шредингера, что особенно очевидно, если его умножить на $i\hbar c$. Тогда первый член в (3) есть оператор энергии с точностью до знака, а второй – оператор импульса. Для монохроматической волны выполняется естественное соотношение $\hbar\omega = cp$. В этом случае роль волновой функции выполняет поле $\vec{E}$ (поле $\vec{H}$ определяется через $\vec{E}$ посредством уравнений Максвелла [3]). Чтобы усилить сходство с волновой функцией ψ, в качестве аналога можно взять вместо поля $\vec{E}$ соответствующий ему комплексный аналитический сигнал $\hat{\vec{E}}$: $\vec{E} = (1/2)\hat{\vec{E}} + (1/2)\hat{\vec{E}}^*$. Полностью определить $\vec{E}$ можно из условий нормировки. Итак, $\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-i\omega t + ikz}$, $k = p/\hbar$, и

$$\int \frac{\vec{E}^2 + \vec{H}^2}{8\pi} dV = \frac{\hat{\vec{E}}\hat{\vec{E}}^*}{8\pi} dV = \hbar\omega. \tag{4}$$

Переходя теперь от плоской монохроматической волны к конечному по времени импульсу (“пакету”) длиной l и сечением пучка S, имеем (вместо интеграла берем среднее значение E_0 и характерную протяженность импульса) $lS\frac{E_0^2}{8\pi} \cong \hbar\omega$, т.е.

$$E_0 = \left(\frac{8\pi\hbar\omega}{lS}\right)^{1/2}. \tag{5}$$

В интерференционных экспериментах величина S роли не играет и может быть положена равной 1. Таким образом,

$$E_0 = \left(\frac{8\pi\hbar\omega}{l}\right)^{1/2}. \tag{6}$$

Иными словами, волна вероятности, квадрат модуля которой имеет размерность см$^{-3}$ и нормирован на 1, имеет вид

$$\psi = \frac{E_0}{(\hbar\omega)^{1/2}} e^{-i\omega t + ikz} = \left(\frac{8\pi}{Sl}\right)^{1/2} e^{-i\omega t + ikz}, \tag{7}$$

т.е. E_0 “заменяется” на $E_0/(\hbar\omega)^{1/2}$.

Здесь следует отметить, что для фотона не существует понятия локальной плотности вероятности в отличие от частиц с массой покоя, не равной нулю [4]. И это ясно из того, что фотон есть чисто полевое образование, т.е. волна, для которой необходим конечный объем пространства, т.е. “локальность” реализуется условно в местоположении этого объекта.

Остается главный вопрос – “размер” фотона.

Соотношение неопределенности в квантовой физике гласит

$$\Delta p \Delta z \cong 2\pi\hbar. \tag{8}$$

Но при рождении фотона $\Delta p = p$, где p – его импульс. Таким образом, его длина

$$\Delta z \approx \frac{2\pi\hbar}{p} \approx \frac{2\pi}{k} = \lambda, \tag{9}$$

где λ – длина волны фотона и его “размер”. Таким образом, в интерференционных экспериментах [1, 2] с одним фотоном плотность вероятности найти его обратно пропорциональна длине пакета, а размер фотона порядка длины волны. Конечно, всегда $l > \lambda$. Таким образом, вероятность его “поймать” равна λ/l, т.е. когда включается затвор, “отсекающий” фотон в одном плече интерферометра, его волновая функция уже интерферирует внутри интерферометра с большой вероятностью.

Одно из парадоксальных явлений отметил классик квантовой физики Макс Планк в книге [5], имея в виду распространение излучения в свободном пространстве, когда интенсивность уменьшается как R^{-2} (сферическая волна). Сохраняется ли фотон? Квантовый подход говорит – да, уменьшается лишь вероятность его “поймать”. Таким образом, этот парадокс разрешается естественным образом.

Конечно, этими аргументами не решаются все вопросы, связанные с природой фотона. Например, вопрос о “поперечном” размере фотона [6].

Л И Т Е Р А Т У Р А

[1] G. Greenstein, A. Zajonc, *The Quantum Challenge* (Jone and Bartlett Publ., 2006) (Русский перевод: Дж. Гринштейн, А. Зайонц. Квантовый вызов. М., Интеллект, 2008, гл. 2).

[2] 50th Anniversary of the Laser in the “City of Light”. Paris, 2010. Aloin Aspect (Institut d’Optique, CNRS, Palaiseau).

[3] А. Ахиезер, В. Б. Берестецкий, *Квантовая электродинамика.* Издания I, II (М., ГИФМЛ, 1959).

[4] Л. Д. Ландау, Р. Пайерлс, Zs. für Phys. **62**, 188 (1930).

[5] М. Планк, *Теория теплового излучения.* Перевод под ред. М. А. Ельяшевича (М., Комкнига, 2006), с. 208.

[6] С. И. Вавилов, *Микроструктура света* (М., Изд. АН СССР, 1950).

Поступила в редакцию 19 февраля 2014 г.