

Квантовая механика без квантов

1. Природа корпускулярно-волнового дуализма света

С. Рашковский (Россия)

Сокращенный перевод М.Х. Шульмана (shulman@dol.ru, www.timeorigin21.narod.ru)

[arXiv:1507.02113v1](https://arxiv.org/abs/1507.02113v1) [quant-ph] 7 Jul 2015

Quantum mechanics without quanta.

1. The nature of the wave-particle duality of light

Sergey A. Rashkovskiy

Institute for Problems in Mechanics of the Russian Academy of Sciences, Vernadskogo Ave., 101/1, Moscow, 119526, Russia

Tomsk State University, 36 Lenina Avenue, Tomsk, 634050, Russia

E-mail: rash@ipmnet.ru, Tel. +7 906 0318854

В статье автор излагает точку зрения, согласно которой фотонов как физических частиц не существует, а свет представляет собой непрерывную классическую электромагнитную волну, тогда как наблюдаемая так называемая квантовая природа взаимодействия света с веществом в действительности обусловлена дискретной (атомной) структурой вещества и спецификой взаимодействия свет – вещество. Исходя из этой точки зрения, выводится правило Борна для света, а также подробно анализируется двухщелевой эксперимент. Показывается, что двухщелевой эксперимент может быть описан без использования представления о “фотоне”, исключительно на основе классической электродинамики. В рамках предлагаемого подхода показывается также, что принцип неопределенности Гейзенберга для “фотона” имеет простой физический смысл, не связанный с фундаментальными ограничениями по точности при одновременном измерении координаты и импульса или времени и энергии.

PACS: 03.65.Ta, 03.65.Sq, 03.50.Kk

I. ВВЕДЕНИЕ

... Совместимость между волновыми и корпускулярными свойствами света в квантовой теории достигается благодаря использованию вероятностной интерпретации оптических явлений: вероятность P обнаружения фотона в некоторой точке пространства пропорциональна интенсивности классической световой волны $I \sim E^2$ в этой точке, вычисленной в соответствии с принципами волновой оптики [16]:

$$p \sim E^2 \tag{1}$$

где E – напряженность электрического поля классической световой волны.

Уравнение (1) является математической формулировкой корпускулярно – волнового дуализма, потому что вероятность P соответствует частице (фотону),

тогда как интенсивность $I \sim E^2$ соответствует волне, которая во многих случаях может быть найдена методами классической волновой оптики.

Правило (1), подчеркивая фотонную интерпретацию экспериментов со светом, является независимым постулатом квантовой механики.

II. КОРПУСКУЛЯРНО-ВОЛНОВОЙ ДУАЛИЗМ СВЕТА

A. Взаимодействие классической электромагнитной волны с атомом

“Корпускулярные” свойства света проявляются при его взаимодействии с веществом. Точнее говоря, интерпретация результатов экспериментов по взаимодействию свет – вещество привел к появлению концепции “фотона” как “частицы света”. В ранние годы развития квантовой теории думали, что только квантование светового поля может объяснить процесс взаимодействия света с веществом; позже, однако, стало ясно, что эти явления могут быть описаны в рамках так называемых полуклассических теорий [22-38, 43-47].

Заметим, что многие из этих результатов были хорошо известны с самого появления квантовой механики, однако в связи с быстрым и весьма замечательными успехами квантовой электродинамики они не привлекали большого внимания и не получили развития.

Общим для всех этих полуклассических теорий является анализ света как классической электромагнитной волны, описываемой уравнениями Максвелла, в то время как атомы вещества, с которыми эта волна взаимодействует, описываются уравнением Шрёдингера или другим волновым уравнением (Клейна – Гордона, Паули – Дирака) в зависимости от деталей описываемого процесса.

Вопрос, почему атомы вещества описываются волновыми уравнениями, будет рассмотрен в последующих статьях этой серии.

Если взаимодействие света (классические электромагнитные волны) с атомом является слабым в сравнении с внутриатомными взаимодействиями (что характерно для большинства экспериментов со светом), то процесс может быть описан в рамках теории возмущений [39], согласно которой вероятность возбуждения (ионизации) атома в поле монохроматической электромагнитной волны за время Δt равна

$$w\Delta t = bI\Delta t \quad (2)$$

где w – вероятность возбуждения (ионизации) атомов в единицу времени; $I \sim E^2$ – это интенсивность классической электромагнитной волны в том месте, где находится атом; b – константа, зависящая от характеристик атома, частоты падающей электромагнитной волны и состояний, между которыми происходит переход рассматриваемого атома под действием электромагнитной волны.

Выражения (2) достаточно для объяснения – без использования понятия “фотона” – многих процессов взаимодействия света с веществом, в которых проявляются так называемые “квантовые” свойства света.

Заметим, что, в отличие от правила Борна (1), выражение (2) не является постулатом, оно следует из точной теории (точной в том смысле, например, в котором уравнение Шрёдингера точно описывает атом).

Далее будет показано, что, основываясь на выражении (2) и учитывая дискретную (атомную) структуру вещества, легко объяснить “корпускулярно –

волновой дуализм” света, оставаясь в контексте классической электродинамики, тогда как понятие “фотона” становится лишним.

В. Правило Борна для света

Предположим, что имеется поле \mathbf{E} , которое в общем случае представлено интерференцией классических электромагнитных волн. Если мы расположим детектор в этом поле, то возбуждение произвольно выбранного атома детектора произойдет с вероятностью (2); это взаимодействие воспринимается как срабатывание детектора. Таким образом, случайное возбуждение атома (факт срабатывания детектора) происходит под действием непрерывной электромагнитной волны и не связано с дискретной (квантовой) структурой света. Учитывая тот факт, что детектор состоит из множества атомов, должна наблюдаться последовательность дискретных событий,, т.е. возбуждения различных атомов детектора под действием электромагнитной волны, что проявляется либо в форме щелчков, либо в виде точек, возникающих на фотопластинке. Эти события происходят случайно в пространстве и во времени, но после продолжительной экспозиции они формируют непрерывную, не случайную, детерминистическую макроскопическую картину.

Введем вероятность $P_-(t)$ того, что случайно выбранный атом, расположенный в световом поле, не является возбужденным (ионизованным) в момент времени t . Очевидно, $P_-(t)$ удовлетворяет уравнению

$$\frac{dP_-}{dt} = -wP_- \quad (3)$$

с начальным условием

$$P_-(t_0) = 1 \quad (4)$$

где t_0 – момент начала облучения атома электромагнитной волной; w определяется выражением (2).

Решением уравнений (3) и (4) является

$$P_-(t) = \exp\left(-\int_{t_0}^t w(t')dt'\right) \quad (5)$$

Соответственно, вероятность того, что, напротив, атом окажется возбужденным (ионизованным) в момент времени t , будет равна

$$P_+(t) = 1 - P_-(t) \quad (6)$$

Когда электромагнитная волна является слабой и удовлетворяет условию

$$\int_{t_0}^t w(t')dt' \ll 1 \quad (7)$$

мы приближенно получаем

$$P_+(t) \approx \int_{t_0}^t w(t') dt' \quad (8)$$

Учитывая соотношения (2) и (8), для атома в слабой электромагнитной волне находим:

$$P_+(t) \sim E^2 \quad (9)$$

Если мы пользуемся “фотонной” интерпретацией наблюдаемого процесса, то каждое возбуждение атома должно интерпретироваться как удар “фотона” в место, где расположен атом. В этом случае нам следует предположить, что удар “фотона” в данную точку пространства неизбежно вызывает щелчок детектора или появление точки на фотопластинке. В этом случае нам следует обсудить вероятность появления “фотона” в данной точке пространства. Подобный анализ предполагает, что мы перенесли дискретность вещества (детектора) на “структуру” света: вместо дискретного вещества мы полагаем его непрерывным, но вместо этого взамен непрерывной электромагнитной (световой) волны рассматриваем поток дискретных квантов – “фотонов”. В результате мы интерпретируем единичное событие (щелчок детектора или появление точки на фотопластинке) как удар “фотона” в некоторую точку пространства, заполненного непрерывным веществом. В этом случае число возбужденных атомов вещества (детектор) считается равным числу “фотонов”, достигающих детектора. Пусть полное число атомов в выбранном объеме V вещества (т.е. на выбранной поверхности фотопластинки) равно N и равномерно распределено по объему.

Выберем малый объем dV , в котором содержится $dN = \frac{N}{V} dV$ атомов. Тогда в момент времени t в объеме dV будет возбуждено $dN_+ = P_+ dN$ атомов:

$$dN_+ = P_+ \frac{N}{V} dV \quad (10)$$

Поскольку мы интерпретируем возбуждение атомов как столкновения фотонов с атомами, число фотонов, попадающих в объем dV , должно определяться выражением (10). Соответственно, вероятность попадания фотона в заданный объем dV равна

$$p dV = \frac{P_+}{\int P_+ dV} dV \quad (11)$$

где интеграл берется по всему объему (т.е. по всей поверхности фотопластинки).

Таким образом, плотность вероятности детектировать фотонов в заданной точке пространства дается соотношением

$$p = \frac{P_+}{\int P_+ dV} \sim P_+ \quad (12)$$

Используя соотношения (5) и (6), получим:

$$p(t) \sim 1 - \exp\left(-\int_{t_0}^t w(t') dt'\right) \quad (13)$$

В случае слабых электромагнитных волн, удовлетворяющих условию (7), мы получаем

$$p \sim \int_{t_0}^t w(t') dt' \quad (14)$$

Учитывая выражение (2), находим:

$$p \sim \mathbf{E}^2 \quad (15)$$

Это – не что иное, как правило Борна (1) для фотонов.

Вышеприведенный анализ приводит к следующим заключениям: (i) правило Борна для света (1) является тривиальным следствием квантовой механики, если электромагнитная волна рассматривается как классическое поле, тогда как вещество (детектор) рассматривается как состоящее из дискретных атомов; (ii) правило Борна (1) справедливо только для слабых электромагнитных волн и относительно коротких времен экспозиции, удовлетворяющих условию (7). Для сильных электромагнитных волн или для более длинных времен экспозиции, для которых условие (7) не выполняется, правило Борна должно быть заменено более точным правилом (13), согласно которому зависимость вероятности P от \mathbf{E}^2 оказывается более сложной:

$$p(t) \sim 1 - \exp(-\gamma \mathbf{E}^2 \Delta t) \quad (16)$$

где, учитывая (2), вводится

$$\int_t^{t+\Delta t} w(t') dt' = \gamma \mathbf{E}^2 \Delta t \quad (17)$$

и γ не зависит от \mathbf{E}^2 .

Таким образом, вместо постулирования правила Борна (1) должно быть использовано более общее правило (2), следующее из квантовой механики и классической электродинамики; это более общее правило не приводит к парадоксам, таким, как корпускулярно-волновой дуализм. Если мы принимаем правило (2) за основу, то правило Борна (1) будет немедленно следовать из него как разумное приближение, которое, однако, справедливо лишь для слабых волн и или коротких времен экспозиции.

Мы видим, что непосредственное применение правила Борна (1) в качестве исходного постулата приводит к корпускулярно-волновому дуализму, тогда как общее правило (2) не приводит к парадоксам при интерпретации экспериментальных данных.

С. Двухщелевой эксперимент

Двухщелевые эксперименты [1, 2] в составе экспериментов со стоячими волнами [48 - 51] представляются непосредственной и очевидной “демонстрацией” корпускулярно-волнового дуализма света и связанного с этим парадокса. Многочисленные попытки объяснить эти эксперименты необычным (неклассическим) движением точечных “фотонов” оказались безуспешными [4 – 12].

Ниже показывается, что двухщелевой эксперимент может быть легко объяснен в рамках классической электродинамики, если мы учтем дискретную структуру вещества (экрана, детектора) и специфическую природу взаимодействия света с веществом, описываемого уравнением Шрёдингера (или другого волнового уравнения квантовой механики).

Пусть слабая классическая электромагнитная волна проходит через дифракционное устройство типа дифракционной решетки или системы щелей в непрозрачном экране и падает на поверхность некоторого материала (условно – на фотопластинку) атомы которого могут быть возбуждены светом.

Для простоты автор предполагает, что фотопластинка представляет собой единичный слой атомов, в котором атомы размещены случайно с поверхностной плотностью n (число атомов на единицу поверхности). Атомы являются квантовыми объектами, которые описываются уравнением Шрёдингера, тогда как свет является классической электромагнитной волной. Интенсивность света может быть вычислена, используя классическую оптику и рассматривается как известная для поверхности фотопластинки.

Нас интересует взаимодействие слабой световой волны с веществом, когда “фотоны” падают на поверхность фотопластинок один за другим. Эти условия реализованы в двухщелевых экспериментах [1, 2], которые демонстрируют “волновые свойства отдельных фотонов”. Вероятность возбуждения (ионизации) любого атома на поверхности фотопластинок описывается выражением (2).

Вообще говоря, соотношение (2) само по себе объясняет “корпускулярно-волновой дуализм света”; тем не менее, для наглядной “демонстрации” “корпускулярно-волнового дуализма света” мы выполним прямой расчет взаимодействия света с фотопластинкой, предполагая, что возбуждение (ионизация) одного атома воспринимается как почернение соответствующей точки на фотопластинке.

Расчет производится с помощью метода Монте-Карло: в каждый момент времени вычисляется вероятность возбуждения каждого невозбужденного (неионизованного) атома. Такое вычисление для каждого атома производится до тех пор, пока не осуществится его возбуждение (ионизация).

Темп процесса атомного возбуждения W не зависит от концентрации атомов и определяется только интенсивностью излучения в заданной точке экрана. Если интенсивность излучения не меняется со временем, то закон возбуждения атомов будет подобен закону радиоактивного распада. В частности, вероятность возбуждения в момент времени t атома, расположенного в точке на экране с данным значением W , равна

$$P_+(t) = 1 - \exp(-wt) \quad (18)$$

Учитывая соотношение (2), получаем

$$P_+(t) = 1 - \exp(-bIt) \quad (19)$$

Введем безразмерное время

$$\tau = bI_0 t \quad (20)$$

где I_0 – максимальная интенсивность света на экране (на фотопластинке).

В этом случае вероятность возбуждения атома в момент времени t в точках экрана с интенсивностью света равен

$$P_+(t) = 1 - \exp(-(I/I_0)\tau) \quad (21)$$

Как пример, автор рассматривает расчет для двухщелевого эксперимента. В этом случае распределение интенсивности на экране дается хорошо известным выражением [51]

$$I(z) = I_0 \cos^2\left(\frac{d}{b}x\right) \left(\frac{\sin x}{x}\right)^2 \quad (22)$$

где

$$x = \frac{\pi b}{\lambda H} z, \quad z = H \sin \theta$$

b – ширина щелей; d – расстояние между щелями; λ – длина световой волны; H – расстояние от щелей до экрана; θ – угловая координата.

Для расчета двухщелевого эксперимента с помощью метода Монте-Карло была задана система случайно и равномерно распределенных точек $i=1, \dots, N$ на заданной площадке $L_z \times L_y$, моделирующей экран. Эти точки рассматриваются как атомы материала экрана. Используется среднее расстояние между атомами в качестве масштаба длины; в этих единицах концентрация атомов на поверхности экрана равна единице.

В каждый момент времени τ для каждого еще невозбужденного атома вероятность P_{+i} рассчитывается по выражениям (21) и (22); одновременно генератором случайных чисел генерируется случайное число $R_i \in [0,1]$, $i=1, \dots, N$. Если выполняется условие $R_i \leq P_{+i}$, то данный атом считается возбужденным, и он отображается как черная точка. Невозбужденные атомы не зачерняются.

Результаты расчетов процесса “накопления фотонов” на экране в различные моменты времени τ при $\frac{\pi b}{\lambda H} = 0.03$ и $d/b = 5$ показаны на рис. 1 (слева). Маркеры на графе справа представляют собой гистограмму, полученную в результате обработки соответствующей картины слева; линия на графике справа является теоретической зависимостью (22), предсказываемой классической оптикой.

Сравнивая рис. 1 с реальной картиной “накопления фотонов” на фотопластинке в двухщелевом эксперименте [2], мы видим, что расчетная картина полностью согласуется с экспериментальной картиной интерференции, и что модель полностью воспроизводит результаты экспериментов: при коротких временах экспозиции или малой интенсивности света на экране возникает случайная система точек, которая может быть интерпретирована как места “попадания фотонов” на экран, хотя фотоны в модели вообще не рассматривались. С увеличением времени экспозиции или интенсивности света

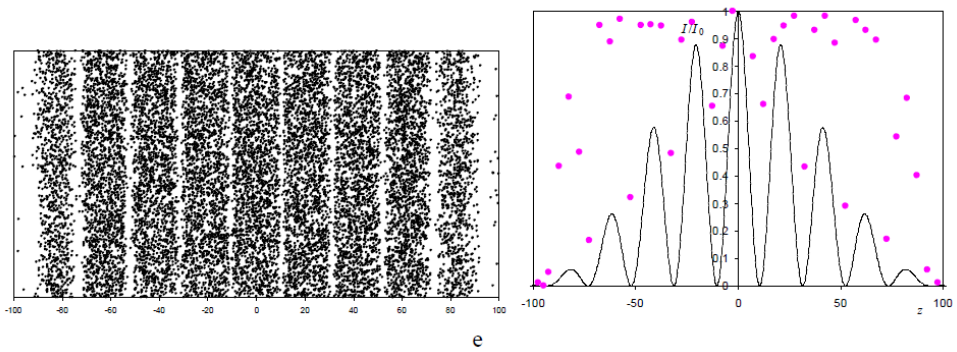
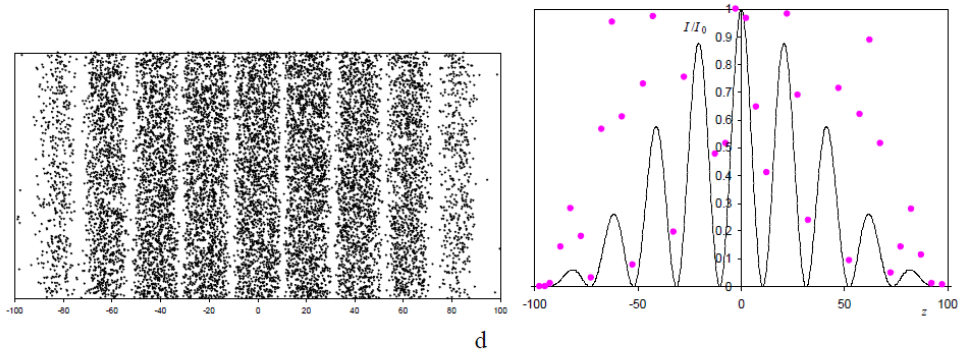
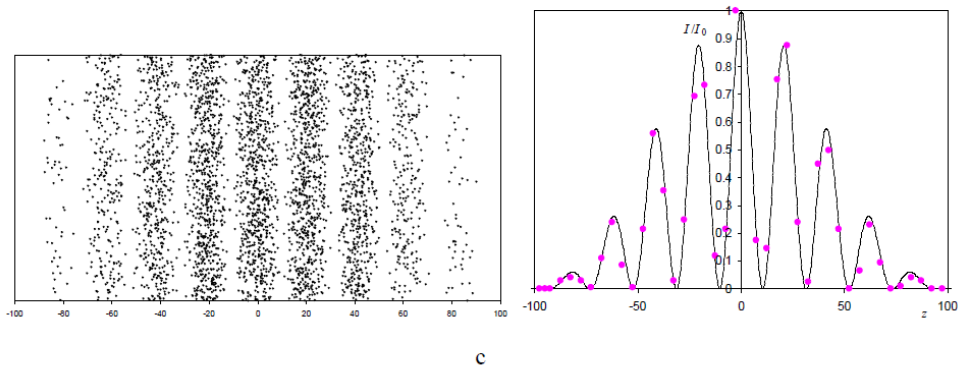
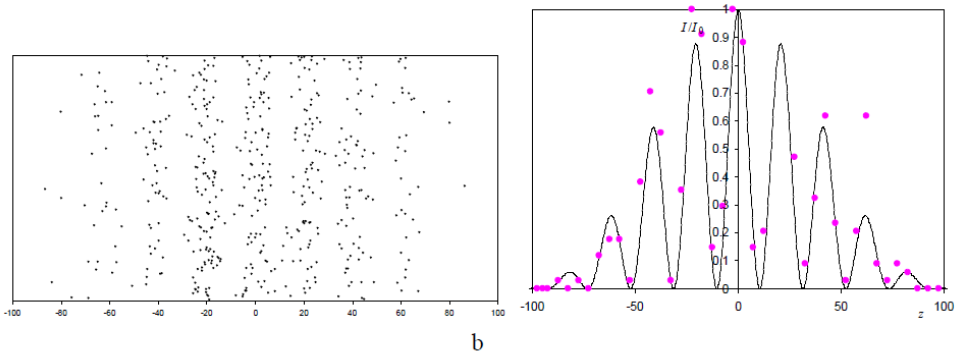
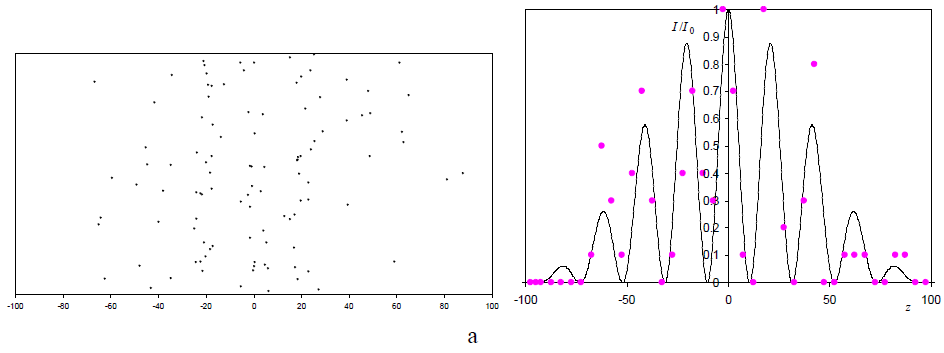


Рисунок 1 (цветной). Построенная интерференционная картина (слева) и соответствующая функция распределения точек на экране (справа) для различных моментов времени τ , найденная имитацией с помощью метода Монте – Карло взаимодействия световой волны с детектирующим экраном. а) $\tau = 0.02$ (100 “фотонов”); б) $\tau = 0.1$ (424 “фотона”); в) $\tau = 1$ (3452 “фотона”); г) $\tau = 10$ (11600 “фотонов”); е) $\tau = 30$ (14530 “фотонов”). Маркеры на графиках (справа) дают гистограммы, полученные обработкой соответствующей картины слева; линия является теоретической зависимостью (22), предсказываемой классической оптикой.

эти точки образуют отчетливую интерференционную картину, полностью соответствующую теоретическому распределению интенсивности в классической оптике. Закрыв одну из двух щелей, мы, в полном соответствии с рассматриваемой расчетной схемой, получаем точную картину, предсказываемую классической оптикой. Иными словами, мы не обнаруживаем “корпускулярно-волнового дуализма” света и соответствующего парадокса.

Таким образом, мы видим, что двухщелевые эксперименты могут быть легко интерпретированы в терминах волновой оптики и квантовой механики, основанной на уравнении Шрёдингера. Этот же метод позволяет воспроизвести результаты экспериментов Винера (Wiener) со стоячими волнами для малой интенсивности, в частности – интерференционные картины Липпманна (Lippmann).

Заметим, что согласно выражению (2) изменение интенсивности света I_0 не приводит к изменению интерференционной картины на рис. 1; изменяется только шкала времени: при высокой интенсивности света та же картина возникает в за более короткий промежуток времени. При высокой интенсивности света или при большей длительности экспозиции условие (7) может нарушаться, тогда интерференционная картина на фотопластинке начнет отличаться от предсказаний классической оптики. Это означает, что простое правило Борна (1) для света в этих случаях не работает, и следует пользоваться более общим правилом (21).

Для произвольного времени экспозиции вероятность “обнаружить фотон” в заданной точке фотопластинки определяется выражением (12), которое – с учетом (21) – может быть представлено в виде

$$\frac{p}{p(0)} = \frac{1 - \exp(-(I/I_0)\tau)}{1 - \exp(-\tau)} \quad (23)$$

где $p(0)$ – вероятность “обнаружить фотон” в центре фотопластинки (при $I = I_0$). Отношение $p/p(0)$ в двухщелевых экспериментах с “единичными фотонами” играет ту же самую роль, что и отношение I/I_0 в оптических экспериментах. В частности, при коротких временах экспозиции $\tau \ll 1$ из выражения (23) мы получаем правило Борна: $p/p(0) \approx I/I_0$.

При длительной экспозиции будет качественно проявляться картина дифракции, как это предсказывается волновой оптикой, т.е. система интерференционных периодов, но количественно она будет значительно отличаться как от предсказаний волновой оптики (линия на рис. 1, справа), так и от предсказаний, основанных на простом правиле Борна (1). Количественное согласие с волновой теорией будет наблюдаться только при относительно коротких временах экспозиции, когда выполняется условие (7). Заметим, что

количественное расхождение с волновой теорией наблюдается также при очень коротких временах экспозиции (рис. 1а и 1b); однако при длинных временах экспозиции это различие связано с приближенным характером правила Борна (1), тогда как при короткой экспозиции это различие вызвано случайным рассеянием изображающих события точек. Если выполнить большое число аналогичных попыток при короткой экспозиции и усреднить их результаты, то при $\tau \ll 1$ полученная картина интерференции будет точно соответствовать предсказаниям классической оптики (22) и правилу Борна (1) для света. Этот результат подтверждается рис. 2 (слева), где показаны результаты расчета для $\tau = 0.1$, усредненные по 10 статистическим реализациям. Аналогичные результаты для длительной экспозиции ($\tau = 5$) показаны на рис. 2 (справа). Линии на рис. 2 (справа) показывают выражение (23), соответствующее $\tau = 0$ (что отвечает соотношению (22)), и $\tau = 5$. В этих случаях распределение точек на экране оказывается существенно отличающимся от того, что предсказывается классической оптикой (22) и правилом Борна (1); однако это распределение хорошо описывается общим соотношением (23). Для сравнения на рис. 3 показана нормированная функция распределения, рассчитанная по соотношению (23) для различных времен экспозиции τ .

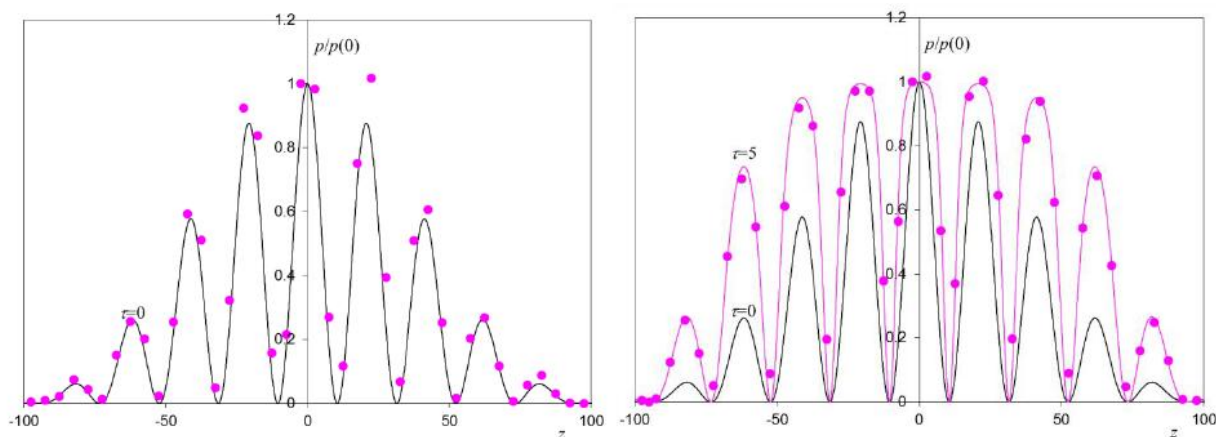


Рисунок 2 (цветной). Сравнение результатов моделирования методом Монте – Карло с использованием выражения (21) для $\tau = 0.1$ (слева) и $\tau = 5$ и усредненных по 10 статистическим реализациям (маркеры) с выражением (22) (предсказываемым классической электродинамикой при учете выражения (2) (линия $\tau = 5$)). Данные, представленные на рис. 1, соответствуют одному частному опыту.

Заметим, что теоретическая зависимость (22) (линия $\tau = 0$ на рис. 1 – 3) описывает распределение точек экрана, которое должно предсказываться “фотонной” теорией, если предположить, что вероятность обнаружения “фотонов” в заданной точке определяется правилом Борна (1) и что все фотоны, падающие на фотопластинку, приводят к ее почернению с одной той же вероятностью. Таким образом, согласно “фотонной” теории нормированные распределения точек не должны зависеть от длительности экспозиции (по крайней мере до тех пор, пока доля возбужденных атомов на поверхности экрана невелика). Напротив, согласно “теории без фотонов”, когда свет рассматривается как классическая электромагнитная волна, распределение точек на экране (23) будет существенно зависеть от длительности экспозиции, и уже при $\tau > 1.5$ различия с теорией “фотонов” (22) будут отчетливо видны (рис. 2 и 3). Этот факт может быть использован для экспериментальной верификации предложенной теории.

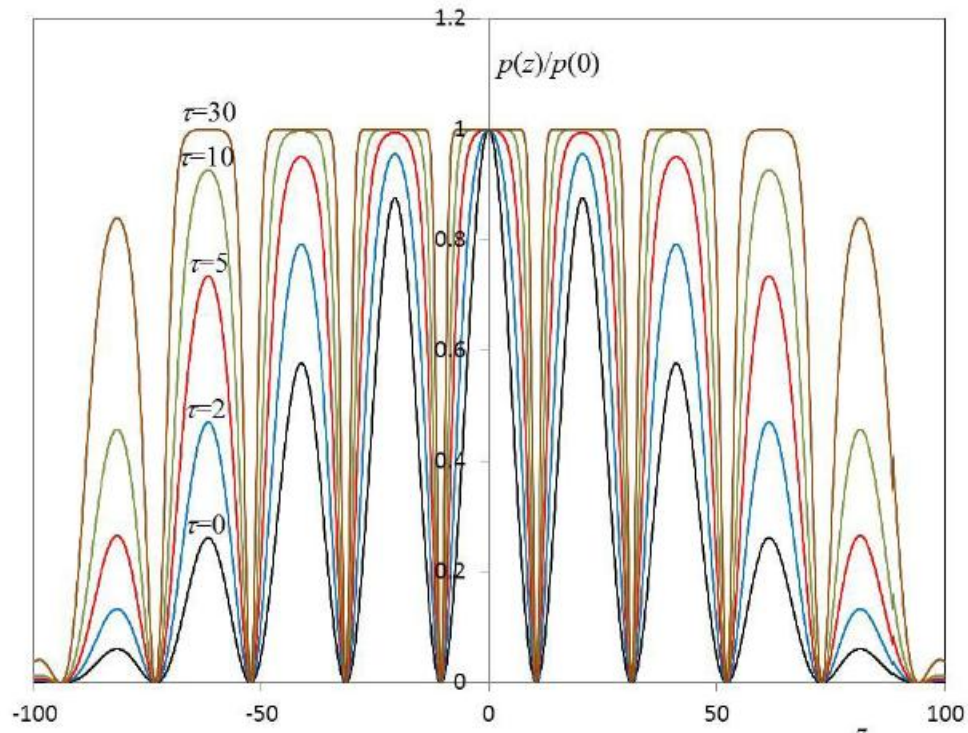


Рис. 3 (цветной). Нормированные функции распределения числа “фотонов”, рассчитанные с использованием выражения (23) для различных длительностей экспозиции τ .

III. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Укажем следующие наиболее важные “квантовые” эффекты, для объяснения которых не требуется квантования излучения:

1. Двухщелевой эксперимент и эксперименты Винера (Wiener) со стоячими волнами, интерференция Липпмана (Lippmann).

2. Эффект Комптона. В квантовой механике он занимает особое место. Этот эффект рассматривается в качестве прямого подтверждения существования фотонов. Именно после открытия эффекта Комптона и его объяснения на основе представления о фотонах многие физики начали относиться к фотонам как к реальным физическим объектам. При каноническом для квантовой механики объяснении эффекта Комптона он рассматривается как проявление упругого рассеяния фотонов свободными электронами. В этом случае фотоны полагаются не имеющими массы релятивистскими частицами, обладающими энергией $\hbar\omega$ и импульсом $\hbar\omega/c$. Такое объяснение Комптона – эффекта содержится во всех учебниках книг по физике.

Однако даже на заре квантовой механики Комптона эффект получил объяснение, не использовавшее представление о фотоне [24 – 27, 53, 54]: свет рассматривался как классическая электромагнитная волна, тогда как электроны описывались уравнением Клейна – Гордона или Дирака. С этих точек зрения подход [26], основанный целиком на классической электродинамике, представляет особенный интерес. В этой статье классический электрический ток, создающий рассеянные электрические волны, вычисляется на основе решения

уравнения Клейна – Гордона. В то же самое время в публикациях [24, 25] волновое уравнение использовалось лишь как средство вычисления матричных элементов; этот подход сделал полученные результаты более формальными и менее ясными с физической точки зрения. Наглядное объяснение эффекта Комптона было предложено Э. Шрёдингером [53] на основе чисто волновых представлений: он рассматривал свет как классическую электромагнитную волну и провел аналогию между рассеянием этой волны на волне де Бройля и рассеянием Брэгга света на ультразвуковых волнах, рассмотренным Л. Бриллюэном.

3. Фотоэлектрический эффект. Все известные закономерности фотоэлектрического эффекта могут быть объяснены, если свет рассматривается как классическая электромагнитная волна, а атомы описываются волновым уравнением, например, уравнением Шрёдингера или Дирака [22, 23, 54]. Из теории возмущений следует [39, 40], что пороговый эффект имеет место при переходе электрона из атома в среду: если частота падающего света меньше, чем пороговая частота U_i/\hbar , где U_i – потенциал ионизации атома, то ионизации не происходит и $w=0$. Иными словами, вероятность ионизации определяется соотношением (2). Это полностью объясняет фотоэлектрический эффект без привлечения понятия “фотона”.

4. Эффект Хэнбери Брауна и Твисса [41, 42]. Этот эффект имеет простое классическое объяснение [43 – 47], если использовать соотношение (2) и предположить, что компоненты вектора электрического поля световой волны \mathbf{E} случайны и подчиняются распределению Гаусса. В этом случае каждый щелчок детектора рассматривается как результат возбуждения одного из атомов под действием света.

5. Взаимодействие поля интенсивного лазера с атомом. Одним из ярких примеров того, как “фотоны” появляются в теории, которая не рассматривает квантование света, является теория Келдыша [55]б которая описывает мультифотонную и туннельную ионизацию атомов в поле интенсивного лазера. В теории Келдыша атомы описываются уравнением Шрёдингера, тогда как свет рассматривается как непрерывная классическая электромагнитная волна. Тем не менее, полученное непрерывное решение уравнения Шрёдингера интерпретируется согласно устоявшейся “фотонной” теории, которая приводит к заключению, что при некоторых условиях “мультифотонная” ионизация атома происходит, когда атом “одновременно поглощает несколько фотонов”. Такая интерпретация основана на том обстоятельстве, что решение уравнения Шрёдингера содержит компоненты с фазовым множителем $n\hbar\omega$, где $n=1,2,\dots$, который интерпретируется как результат одновременного поглощения n “фотонов”. С математической точки зрения эти “мультифотонные” члены – просто общепринятые члены разложения решений в ряд Фурье, и в любых других (“неквантовых”) теориях они были бы восприняты как нечто заурядное. Парадоксально, что излучение в теории Келдыша и его решении не квантуется и рассматривается как непрерывная волна; “фотоны” появляются только на этапе интерпретации результатов решения. Ситуация типична для многих процессов, в которых фигурируют “квантовые эффекты”.

6. Принцип неопределенности Гейзенберга вместе с принципом дополнительности является основой Копенгагенской интерпретации квантовой

механики. Принцип неопределенности Гейзенберга считается количественным обоснованием корпускулярно-волнового дуализма. Это обоснование состоит в интерпретации соотношений неопределенностей как ограничений, накладываемых природой на точность одновременных измерений координаты и импульса квантового объекта.

Рассмотрим классический электромагнитный волновой пакет $E(r, t)$. Из свойств преобразования Фурье, которое является основой элементарного доказательства соотношения неопределенностей (см., например, [16, 51]), следует, что

$$\Delta x \Delta k_x \geq \frac{1}{2} \quad (24)$$

где Δx – характерная ширина волнового пакета, Δk_x – характерная ширина диапазона волновых чисел k_x монохроматических волн, входящих в пакет.

Таким образом, соотношение неопределенностей (24) не имеет мистического смысла, который приписывается Копенгагенской школой принципу неопределенности Гейзенберга. Это соотношение просто утверждает математический факт: чем больше ширина волнового пакета, тем меньше диапазон волновых чисел монохроматических волн, входящих в пакет, и наоборот. Умножая выражение (24) на постоянную Планка и используя формальное выражение $p = \hbar k$, мы получаем соотношение неопределенностей Гейзенберга

$$\Delta x \Delta p_x \geq \frac{1}{2} \hbar \quad (25)$$

Это соотношение можно интерпретировать как формальную связь между пространственной шириной волнового пакета и диапазоном импульса “фотонов”, входящих в пакет. Если энергия классического волнового пакета $E(r, t)$ меньше, чем энергия $\hbar \omega$ одного фотона, то необходимо прибегнуть к вероятностной интерпретации (1), и выражение (25) следует интерпретировать как ограничение в точности при одновременном измерении координаты и импульса этого “фотона”. Как было показано выше, объяснение многих “квантовых эффектов” не требует использования понятия “фотона” в качестве реального физического объекта. Следовательно, в действительности выражение (25) содержит не больше смысла, чем выражение (24). Подобный же вывод может быть сделан применительно к соотношениям неопределенностей для времени и энергии.

Итак, мы видим, что многие так называемые квантовые явления (даже наиболее хрестоматийные для квантовой теории) могут быть полностью описаны без квантования излучения с помощью представлений, уже имевшихся в классической теории поля.

С этой точки зрения “фотоны” являются результатом некорректной интерпретации оптических явлений, а не реальными участниками процесса взаимодействия непрерывной классической электромагнитной волны с детектором, который обладает дискретной (атомной) структурой; рассматривается фиктивная структура, в которой поток дискретных частиц света (“фотоны”) взаимодействуют с непрерывным (бесструктурным) детектором. В данном случае реальная дискретная структура детектора подменяется фиктивной дискретной структурой излучения (т.е. света).

Можно было бы упрекнуть автора в том, что он отвергает фотоны как реальные физические объекты, рассматривая тем не менее атомы как атомные объекты, таким образом невольно полагая, что атомы испускают и поглощают энергию в форме дискретных порций (квантов) вследствие скачкообразных переходов. Заметим лишь, что корпускулярно-волновой дуализм нерелятивистского вещества будет рассмотрен в следующих статьях, где это противоречие будет устранено. Эта концепция будет развита для других форм вещества, и будет показано, что излучение света атомами также происходит непрерывно, тогда как наблюдаемый дискретный спектр атомного излучения имеет простое классическое объяснение. Будут также рассмотрены другие “квантовые” эффекты, которые также получат объяснение, не связанное с квантованием излучения.

Ссылки

- [1] G. I. Taylor. Interference fringes with feeble light. *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*. Vol. 15, No. 1, pp. 114-115 (1909).
- [2] T. L. Dimitrova, and A. Weis. The wave-particle duality of light: A demonstration experiment. *American Journal of Physics*, 76(2), 137-142 (2008).
- [3] S. A. Rashkovskiy. A rational explanation of wave-particle duality of light. In SPIE Optical Engineering + Applications (pp. 88321O-88321O). International Society for Optics and Photonics (2013, October).
- [4] P. R. Holland. *The quantum theory of motion: an account of the de Broglie-Bohm causal interpretation of quantum mechanics*. Cambridge university press (1995).
- [5] G. Auletta. *Foundations and interpretation of quantum mechanics*. World Scientific (2000).
- [6] G. Bacciagaluppi. *The modal interpretation of quantum mechanics*. Cambridge University Press (2006).
- [7] D. Bohm, and B. J. Hiley. *The undivided universe: An ontological interpretation of quantum theory*. Routledge (2006).
- [8] L. E. Ballentine.. The statistical interpretation of quantum mechanics. *Reviews of Modern Physics*, 42(4), 358 (1970).
- [9] J. G. Cramer. The transactional interpretation of quantum mechanics. *Reviews of Modern Physics*, 58(3), 647 (1986).
- [10] R. Omnès. Consistent interpretations of quantum mechanics. *Reviews of Modern Physics*, 64(2), 339 (1992).
- [11] Schlosshauer, M. (2005). Decoherence, the measurement problem, and interpretations of quantum mechanics. *Reviews of Modern Physics*, 76(4), 1267.
- [12] M. Tegmark. The Interpretation of Quantum Mechanics: Many Worlds or Many Words?. *Fortschritte der Physik*, 46, 855-862 (1998).
- [13] A. Einstein. Zum gegenwärtigen Stande des Strahlungsproblems. *Physikalische Zeitschrift*, 10, 185–193 (1909).
- [14] A. Einstein. "Über die Entwicklung unserer Anschauungen über das Wesen und die Konstitution der Strahlung". *Physikalische Zeitschrift* 10: 817–825 (1909).
- [15] A. Pais. *Inward Bound: Of Matter and Forces in the Physical World*. Oxford University Press (1986) - Specifically, Born mentioned about Einstein's never-published attempts to develop a "ghost-field" theory, in which point-like photons are guided probabilistically by ghost fields that follow Maxwell's equations.
- [16] A. Messiah, *Quantum Mechanics*. Dover Publications Inc. New York (1999).
- [17] N. Bohr, H. A. Kramers, and J. C. Slater. LXXVI. The quantum theory of radiation. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 47(281), 785-802. (1924).
- [18] W.E. Lamb, Jr. Anti-photon, *Appl. Phys. B* 60, 77–84 (1995).

- [19] W.E. Lamb,: The Interpretation of Quantum Mechanics. (Edited and annotated by Mehra, Ja.) Rinton Press, Inc., Princeton (2001).
- [20] A. Lande,: New Foundations of Quantum Mechanics. Cambridge Univ. Press, Cambridge (1965).
- [21] A. Muthukrishnan, M.O. Scully, and M.S. Zubairy The concept of the photon—revisited. OPN Trends, supplement to Optics & Photonics News, Vol. 14. No. 10 pp. 18-27 (2003)
- [22] W.E. Lamb and M.O. Scully: The photoelectric effect without photons. In: Polarization, Matter and Radiation. Jubilee volume in honour of Alfred Kasper, pp.363-369. Press of University de France, Paris (1969).
- [23] M.O. Scully and M.S. Zubairy: Quantum optics. Cambridge University Press, Cambridge (1997).
- [24] P.A. M. Dirac. Relativity Quantum Mechanics with an Application to Compton Scattering. Proc. Roy. Soc, London. A. V. 111. P. 405-423 (1926).
- [25] P.A. M. Dirac. The Compton Effect in Wave Mechanics. Proc. Cambr. Phil. Soc. V. 23. P. 500-507 (1926).
- [26] W. Gordon. Der Comptoneffekt nach der Schrödingerschen Theorie, Zeit. f. Phys. **40**, 117-133 (1926)
- [27] O. Klein, Y. Nishina. "Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantendynamik von Dirac". *Z. Phys.* **52** (11-12): 853 and 869 (1929) (Klein, O., & Nishina, Y. On the scattering of radiation by free electrons according to Dirac's new relativistic quantum dynamics. *The Oskar Klein Memorial Lectures: 1988-1999*, 1, 253-272) (2014).
- [28] A.O. Barut, J.F. Van Huele. Quantum electrodynamics based on self-energy: Lamb shift and spontaneous emission without field quantization *Physical Review A*, 32 (6), pp. 3187-3195 (1985).
- [29] C.R. Stroud, Jr., E.T. Jaynes Long-Term Solutions in Semiclassical Radiation Theory, *Physical Review A*, 1(1), pp.106-121 (1970).
- [30] M.D. Crisp, E.T. Jaynes. Radiative Effects in Semiclassical Theory. *Physical Review* 179(5), pp.1253-1261 (1969).
- [31] A.O. Barut, J.P Dowling. Self-field quantum electrodynamics: The two-level atom *Physical Review A*, 41(5), pp. 2284-2294 (1990).
- [32] R.K Nesbet. Spontaneous Emission in Semiclassical Radiation Theory, *Physical Review A*, 4(1), p.259-264 (1971).
- [33] A.F. Kracklauer. What do correlations tell us about photons? In.: Roychoudhuri Ch., Kracklauer A. F. and Creath K. (eds.) *The Nature of Light: What Are Photons?* art-number 66640H, Proc. SPIE, 6664 (2007).
- [34] A.F. Kracklauer, Ch. Rangacharyulu, Ch. Roychoudhuri, H.J. Brooks, J. Carroll, and A. Khrennikov. Is indivisible single photon really essential for quantum communications, computing and encryption? In.: Roychoudhuri Ch., Kracklauer A. F. and Khrennikov A. Yu. (eds) *The Nature of Light: What are Photons?* III, art.-number 74210Y, Proc. SPIE, 7421 (2009).
- [35] Ch. Roychoudhuri, A.F. Kracklauer and K. Creath (eds.). *The Nature of Light: What Are Photons?* Proc. SPIE 6664 (2007).
- [36] Ch. Roychoudhuri, A.F. Kracklauer and A.Yu. Khrennikov (eds). *The Nature of Light: What are Photons?* III, Proc. SPIE 7421 (2009).
- [37] A. Khrennikov. Nonlinear Schrödinger equations from prequantum classical statistical field theory. *Phys. Lett. A* 357, 171-176 (2006).
- [38] A. Khrennikov. Quantum Probabilities and Violation of CHSH-Inequality from Classical Random Signals and Threshold Type Detection Scheme *Progress of Theoretical Physics*, 128 (1), pp. 31-58 (2012).
- [39] L.D. Landau, E.M. Lifshitz. *Quantum Mechanics: Non-Relativistic Theory*. Vol. 3 (3rd ed.). Pergamon Press (1977).
- [40] V.B. Berestetskii, E.M. Lifshitz, L.P. Pitaevskii. *Quantum Electrodynamics*. Vol. 4 (2nd ed.). Butterworth-Heinemann (1982).

- [41] R. Hanbury Brown and R. Q. Twiss, "Correlation between photons in two coherent beams of light," *Nature (London)* **177**, 27–29 (1956).
- [42] R. Hanbury Brown and R. Q. Twiss, "A test of a new type of stellar interferometer on Sirius," *Nature (London)* **178**, 1046–1048 (1956).
- [43] E. M. Purcell, "The question of correlation between photons in coherent light rays," *Nature (London)* **178**, 1449–1450 (1956).
- [44] L. Mandel. Fluctuations of photon beams and their correlations. *Proceedings of the Physical Society*, **72**(6), 1037 (1958).
- [45] L. Mandel. V Fluctuations of Light Beams. *Progress in optics*, **2**, 181-248 (1963).
- [46] L. Mandel. Intensity fluctuations of partially polarized light. *Proceedings of the Physical Society*, **81**(6), 1104 (1963).
- [47] L. Mandel, E.G. Sudarshan, and E. Wolf. Theory of photoelectric detection of light fluctuations. *Proceedings of the Physical Society*, **84**(3), 435 (1964).
- [48] O. Wiener. Stehende Lichtwellen und die Schwingungsrichtung polarisirten Lichtes. *Annalen der Physik und Chemie* **40**, 203-243 (1890).
- [49] P. Drude, W. Nernst, *Wiedem. Ann* **45**, 460 (1892).
- [50] H. E. Ives, T. C. Fry, *J. Opt. Soc. Amer.* **23**, 73 (1933).
- [51] M. Born, and E. Wolf. *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*, Cambridge University Press, (1999).
- [52] L.D. Landau, E.M. Lifshitz. *The Classical Theory of Fields*. Vol. 2 (4th ed.). Butterworth-Heinemann (1975).
- [53] E. Schrödinger. Über den Comptoneffekt. *Ann. Physik*, **82**, 257—264 (1927).
- [54] A. Sommerfeld. *Wave-Mechanics: Supplementary Volume to Atomic Structure and Spectral Lines*. Dutton, New York (1934).
- [55] L.V. Keldysh. *Sov. Phys. JETP* **20**, 1307 (1965).