



Интерпретация экспериментов с фотонами в терминах субъективной физики

А.В. Каминский

(Получена 23 августа 2008; опубликована 15 октября 2008)

Согласно современному представлению, основанному на принципе дополнительности Бора, свет это некий элемент реальности, проявляющий те или иные свойства (волна или частица) только в контексте конкретной экспериментальной ситуации. Однако, независимо от того, какие свойства света проявляются в эксперименте, конечным результатом измерения всегда является частица, или, что то же самое, локальное проявление электромагнитного феномена. Не свойственная духу этого принципа асимметрия наводит на мысль о первичности локальных проявлений электромагнетизма и производности полевой интерпретации. Прежде чем перейти к основной теме, отраженной в названии статьи, напомним основные положения идеологии субъективной физики [1],[2],[3]. Тот, кто знаком с предметом, может опустить следующий параграф и перейти сразу к параграфам 2 и 3, где мы рассматриваем неклассические состояния поля с точки зрения субъективной физики. Далее в параграфе 4 мы анализируем ключевые эксперименты, ставшие хрестоматийными в этой области.

1. Поля как частицы в скрытом времени

В классической физике поле определяется, как форма материи, отличная от частиц. Однако, в настоящее время нет сомнения в том, что между этими сущностями имеется глубокая до конца не понятая связь.

Следует заметить, что современная физика избегает понятия частиц. Ведь о частицах мы можем говорить лишь тогда, когда произведено измерение и поле проявило свою локальную сущность. Но именно здесь, за кулисами проекционного постулата фон-Неймана, кончается физика и начинается метафизика! Поэтому, частица неизбежно попадает в категорию метафизических объектов.

Идея субъективной физики базируется на предположении, что фундаментальные законы физики берут свое начало в субъект - объектной структуре мира. Физика - это способ описания природы ее субъектом (физиком). Но описание мира субъектом, являющимся его же составной частью, очевидно, сталкивается со специфическими ограничениями, связанными с известной проблемой унарных отношений, предполагающей самоприменимость понятий.

Рассмотрим конечную изолированную систему (далее Мир), или систему, которую можно считать замкнутой на временах $t \leq \hbar/\Delta E$, где ΔE – энергия взаимодействия частей. Мы будем исходить из следующих тезисов:

1. Мир имеет конечное множество состояний W . (речь здесь идет о новом элементе теории - фундаментальных субквантовых состояниях).
2. Множество W является прямым произведением множества физических (квантовых) состояний наблюдателя $Subj$ и множества скрытых состояний объекта Obj (части мира без наблюдателя) $W=Subj \otimes Obj$.

3. Переходы между состояниями детерминированы.

Предположение о детерминизме на фундаментальном уровне организации материи обсуждал Gerard't Hooft [4]. Идея конечности и детерминированности мира сама по себе не продуктивна. Ключевым является второй постулат, формулирующий субъект – объектную структуру. Вырожденность состояний наблюдателя, следующая из второго постулата означает, что наблюдаемы могут быть только классы фундаментальных состояний, образующие то, что мы называем физическими или квантовыми состояниями. Сами же фундаментальные состояния не наблюдаемы. Мы называем эту ситуацию – физической неполнотой, по аналогии с неполнотой замкнутых аксиоматических систем, известной из математики. На основе этого подхода может быть построена особого вида [5,6] теория скрытых переменных, где скрытыми переменными являются принципиально не наблюдаемые, вследствие неполноты, состояния системы. В рамках этого подхода обосновывается необходимость введения дополнительной временной координаты. Многовременной формализм на эмпирическом уровне не раз обсуждался в литературе [7,8,9].

Рассмотрим частицу, свободно движущуюся в расширенном пространстве-времени $(x_i, t^{\text{Subj}}, \tau^{\text{hide}})^1$ вдоль некоторой замкнутой пространственно-подобной траектории ξ . τ^{hide} – координата скрытого времени. В соответствующем фазовом пространстве она последовательно перебирает состояния из множества W . Из пунктов 1 и 3 следует цикличность траектории ξ . В терминах теории графов, частица будет двигаться по одному из возможных Гамильтоновых циклов². В связи с этим сформулируем следствие вышеприведенной триады постулатов:

Частица представляет собой пространственный осциллятор, совершающий циклическое движение в макроскопических областях пространства, в скрытом времени.

Далее мы подвергнем этот основной тезис подробному анализу. Сразу же заметим, что возврат частицы за любой наблюдаемый промежуток времени Δt во времени-подобную окрестность исходной точки на мировой линии гарантирует соблюдение принципов СТО, согласно которой, ни какие 2 события отделенные друг от друга расстоянием ΔX не могут быть связаны причинно, если они разделены промежутком времени меньшим $\Delta X/c$. Точки пересечения ее траекторией физического многообразия $\tau^{\text{hide}}=0$ лежат на образующей светового конуса.

Так как траектория ξ лежит в пространственно-подобной области, ее точки причинно не связаны. и образуют поле координат, посещаемых частицей.

В нашей интерпретации:

Квантовое поле производно от частиц и возникает в результате неполноты восприятия времени наблюдателем (субъектом).

Уравнения КМ описывают только движение "клубков" ξ -траекторий, которые мы отождествляем с ψ -полями, но не самих частиц их образующих. Плотность траекторий в единице объема, измеренная за интервал скрытого времени определяет вероятность обнаружения частицы в этом объеме. Достаточно изъять частицу из системы (Это

¹ (Далее в обозначении субъективного времени мы будем опускать индекс Subj, так как это обычное время, которое входит во все уравнения физики.)

² Цикл на графе, который через каждую вершину проходит только один раз.

происходит в процессе измерения) и поле мгновенно исчезнет из всех точек пространства (нелокально!), ибо оно формировалось частицей за скрытый промежуток времени Δt^h . Эта ситуация моделирует процесс коллапса квантового состояния. По всей видимости, понятие квантованного поля может быть сформулировано в терминах обычной механики [10] с одним единственным дополнительным допущением о существовании скрытого времени. В предлагаемой интерпретации:

Уравнение волны $y = A \exp(is)$ описывает не изменение амплитуды, а реальное циклическое движение частиц в расширенном пространстве-времени (x_i, x^h, t, t^h) ; $i=1,2,3$

(s-эйконал, который здесь интерпретируется, как траектория осциллятора).

Полевая интерпретация этого выражения справедлива только в сечении $\tau^{\text{hide}}=0$. То есть это – субъективная (относящаяся к физическому наблюдателю) интерпретация.

Как мы уже говорили, динамика внутри скрытого временного интервала Δt для нас не доступна. Поэтому нас могут интересовать только интегральные ее проявления. Учитывая строгую эргодичность движения частицы в пространстве $(x_i, t^{\text{Subj}}, \tau^{\text{hide}})$ (следствие пунктов 1 и 3), мы, как обычно, можем заменить усреднение по скрытому времени усреднением по ансамблю частиц, движущихся с разными фазами. Тогда амплитуда $A = \sqrt{\rho}$, где ρ – плотность частиц в данной области [12]. Метафизическое представление о фотоне, как пакете волн, которое часто можно встретить в литературе, соответственно, заменяется пакетом частиц, совершающих циклическое движение в скрытом времени.

2. Однофотонные состояния, интерференция амплитуд

Простейшее однофотонное состояние $|1\rangle$ в терминах рассматриваемой модели представляется следующей схемой:

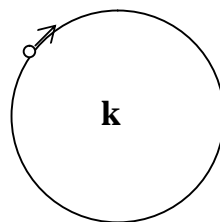


Рис.1.

Такое состояние реализуется в замкнутой полости. Здесь фотон совершает движение по замкнутому контуру с импульсом $\mathbf{p}=\hbar\mathbf{k}$. (импульсное состояние).

Рассмотрим однофотонную суперпозицию $\frac{|1_k\rangle + |1_{k'}\rangle}{\sqrt{2}}$

Фотон с равной амплитудой пребывает в пространственных модах \mathbf{k} и \mathbf{k}' (Рис.2). Эти моды должны быть различимы физически. Состояния $|1_{\mathbf{k}}\rangle$, $|1_{\mathbf{k}'}\rangle$ не различимы, так как мы не знаем в какой моде находится фотон. Условием интерференции по Фейнману, как раз и является принципиальное отсутствие у наблюдателя информации о том в какой моде находится фотон. Благодаря этому и образуется суперпозиция. В нашей квазимеханистической интерпретации это состояние можно представить следующей схемой:

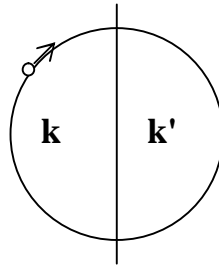


Рис.2.

Пространственной моде \mathbf{k} соответствует левая половина окружности, \mathbf{k}' -правой. Очевидно, что при измерении мы либо обнаружим фотон в моде \mathbf{k} либо нет. То есть $\frac{|1_{\mathbf{k}}\rangle + |0_{\mathbf{k}}\rangle}{\sqrt{2}}$.

В целом мы имеем дело с чистым запутанным состоянием $|1_{\mathbf{k}}\rangle|0_{\mathbf{k}'}\rangle + |0_{\mathbf{k}}\rangle|1_{\mathbf{k}'}\rangle$ которое физически можно получить с помощью делительной пластинки из однофотонного состояния.

Рассмотрим схему с делителем (сплиттером) светового потока (Рис.3).

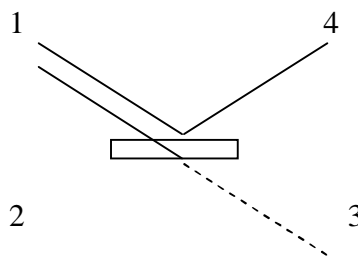


Рис.3.

Пусть на входе имеем однофотонное состояние $|1\rangle$. Как мы уже говорили, движение фотона всегда происходит по замкнутому пути. Траектория фотона в скрытом времени образует моды. Достаточно близкие пути слева от пластинки неразличимы $(\mathbf{k}-\mathbf{k}') \sim 1/\lambda$ и образуют входящую моду 1. Выходящие моды 3 и 4 пространственно разделены. Таким образом, если фотон находится в моде 3, то он одновременно находится и в моде 1. Аналогично, если он в моде 4, то он опять же и в моде 1. Поэтому в моде 1 он находится наверняка и мы имеем

состояние без примеси вакуума $|1\rangle$. А в модах 3 и 4 состояния $|1\rangle+|0\rangle$. То есть эти состояния содержат примесь вакуума $|0\rangle$ - говорят, что делительная пластинка в прошедший или отраженный свет вносит вакуумный шум. Этот шум обусловлен нашим принципиальным незнанием того находится ли в данный момент фотон в данной моде, то есть незнание фазы движения частиц в скрытом времени. Это незнание мы связываем с фундаментальной физической неполнотой [10]. :

Согласно квантовой теории [11] действие пластинки – сплиттера описывается матрицей рассеяния:

$$\begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t & r \\ r & t \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_3 \\ a_4 \end{pmatrix} \quad (1)$$

Здесь под буквой "a" следует понимать амплитуды полей на соответствующих портах (Рис.4) (представление Шредингера), либо операторы рождения (в представлении Гейзенберга).

t и r – комплексные коэффициенты пропускания и отражения образуют унитарную матрицу рассеяния. Тогда из условия унитарности, имеем:

$$|r|^2 + |t|^2 = 1 \quad \text{и} \quad r t^* + r^* t = 0 \quad (2)$$

r и t - комплексные числа, которые можно записать в виде:

$r = |r| \exp(iq_r)$ и $t = |t| \exp(iq_t)$, тогда из второго условия сразу следует:

$$q_r = q_t + \frac{\pi}{2}$$

Заметим, что это хорошо известное из волновой оптики свойство электромагнитного поля, заключающееся в том, что прошедшая и отраженная волны отличаются по фазе на $\pi/2$ и которое следует из уравнений Максвелла, формально, укоренено в свойствах симметрии унитарных преобразований. Рассмотрим каким образом это правило возникает в нашей модели. Из Рис.2 мы видим, что фотон может иметь 4 состояния. А именно, он может находиться в портах (модах) 1,2,3 или 4. Полная вероятность найти его в одном из портов равна 1. Следуя нашей концепции фотона, как пространственного осциллятора построим диаграмму, подобную Рис.3. для случая поля на сплиттере. Как мы уже говорили, входная мода 1 состоит из двух субъективно не различимых траекторий (траекторий не различимых наблюдателем). Назовем их траекториями $|1\rangle_{14}$ и $|1\rangle_{13}$. Следуя вдоль первой фотон всегда отражается от пластинки и попадает в выходящую моду 4, а следуя другой – всегда проходит через пластинку, попадая в выходящую моду 3. Сначала, изобразим 2 такие траектории, как независимые (Рис.4).

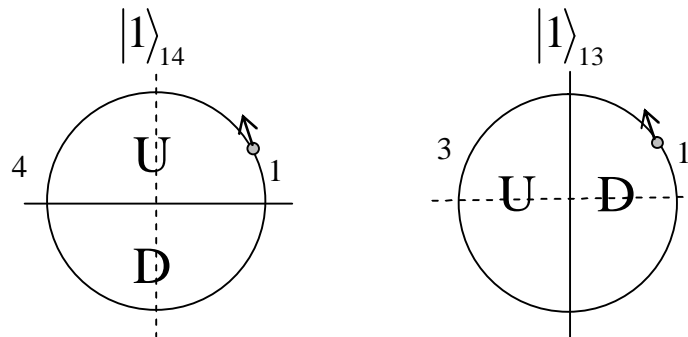


Рис.4.

Фотон здесь изображен точкой,двигающейся по кольцевой траектории из порта 1 в направлении, указанном стрелкой. Буквами U и D изображены верхнее и нижнее полупространства, разделяемые сплиттером. Очевидно, что циклы $|1\rangle_{14}$ и $|1\rangle_{13}$ сдвинуты друг относительно друга на $P/2$. Далее мы будем рассматривать пластинку, для которой $|r|=|t|$ (полупрозрачную). Согласно первому условию (2), имеет место нормировка $|r|=|t|=1/\sqrt{2}$.

На пластинке поле преобразуется согласно матрице:

$$\begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{i}{\sqrt{2}} \\ \frac{i}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (3)$$

Пусть слева (порты 1,2) на пластинку поступает чистое однофотонное состояние $y = |1\rangle_1|0\rangle_2$, тогда на выходе (порты 3,4) имеем:

$$y = |1\rangle_1|0\rangle_2 = a_1|0\rangle = (ta_3 + ra_4)|0\rangle = \frac{|1\rangle_3|0\rangle_4 + i|0\rangle_3|1\rangle_4}{\sqrt{2}} \quad (4)$$

Мы видим, что имеет место 100% антикорреляция. Этот результат в общем-то тривиален и соответствует классической интуиции.

3. Многофотонные состояния и интерференция интенсивностей

В статье [12] мы показали, что фотоны всегда запутаны с наблюдателем по фазе. Но фотоны могут быть запутаны не только с наблюдателем, но и между собой. Запутанность между фотонами означает упорядоченность или синхронизацию их движения. В этом случае мы говорим о n-фотонном свете. Наиболее изученными являются двухфотонные состояния.

В случае, когда на входе сплиттера (Рис.3), описывающегося матрицей рассеяния (3) имеется двухфотонное состояние, на выходе имеем:

$$\begin{aligned}
 |1\rangle_1|1\rangle_2 &= a_1 a_2 |0\rangle = \left(\frac{a_3 + ia_4}{\sqrt{2}} \right) \left(\frac{ia_3 + a_4}{\sqrt{2}} \right) |0\rangle = \frac{1}{2} (ia_3^2 + a_3 a_4 - a_3 a_4 + a_4^2) |0\rangle = \\
 &= \frac{1}{\sqrt{2}} (i|2\rangle_3|0\rangle_4 + |0\rangle_3|2\rangle_4)
 \end{aligned}
 \tag{5}$$

Мы видим, что здесь, как и в однофотонном случае, имеет место 100% антикорреляция. То есть, в каждый из портов (3 или 4) фотоны всегда приходят парами. Однако в данном случае это уже не столь очевидно.

Рассмотрим как "работает" сплиттер на уровне движения фотонов в скрытом времени.

Подобно Рис.3, изобразим моды движения фотона из $1 \rightarrow 4$ и $1 \rightarrow 3$ в виде двух циклов, которые образуют суперпозицию. Условием возникновения суперпозиции, опять же является Фейнмановское условие (субъективной!) неразличимости - физический наблюдатель не может отличить какой фотон из моды 1 попадет в моду 3 а какой в 4. Суперпозиция возникает тогда, когда фотон последовательно (в скрытом времени) оказывается в каждой из ее компонент с соответствующим весом (вес- скрытое время пребывания в том или ином физическом состоянии) [5]. Следующий рисунок иллюстрирует образование суперпозиции для случая двухфотонной интерференции на сплиттере.

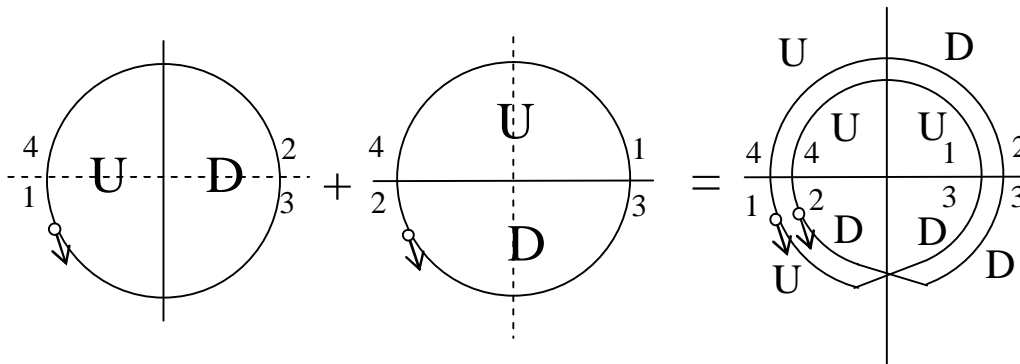


Рис.5.

Следует отметить, что реально существует только суперпозиционное состояние, а его разложение на составляющие чистые состояния имеет смысл только для субъекта не способного (из-за неполноты) заметить связь между этими составляющими. Именно поэтому суперпозиция представляется субъекту, как ортогональная композиция независимых компонент. Суперпозиционная траектория здесь образована путем разрезания и дальнейшего соединения концов исходных траекторий в двойную петлю (Рис.5 справа).

Теперь рассмотрим движение двух фотонов вдоль этой траектории, соответствующее формуле (5). То есть мы должны проследить движение двух точек, начиная движение из мод 1 и 2. Движение должно происходить синхронно, так как фотоны зацеплены между собой (двухфотонное состояние). Мы видим, что существует только 2 варианта – начать движение

из 1-ой четверти или из 3-ей. В первом случае оба фотона попадают в порт 4, а во втором траектории приводят фотоны в порт 3. Таким образом, рассматриваемая модель так же приводит к 100% антикорреляции. Такое, на первый взгляд странное поведение, формально, обусловлено особенностью дважды накрывающей топологии [13] отображения группы $SU(2)$ в $SO(3)$ ³. Такая топология подобна краю листа Мебиуса, который нужно обойти 2 раза чтобы вернуться в исходную точку.

Прежде чем перейти к следующему разделу, приведем еще несколько примеров различных состояний поля.

Двухфотонное импульсное состояние без примеси вакуума $|1_k, 1_{k'}\rangle$ можно сконструировать из двух циклов со сдвигом по фазе равным π :

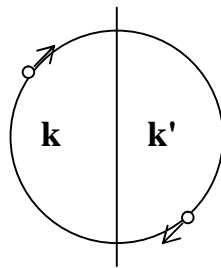


Рис.6.

Как только один фотон покидает моду k , в тот же момент в нее входит другой фотон.

В результате со 100% вероятностью в любой момент времени мы обнаруживаем в каждой моде ровно 1 фотон. Обычно, детектор всегда ограничен в пространстве (катод ФЭУ или кристалл фотодиода имеют конечную площадь). На Рис.7 этому случаю соответствует прямоугольная область), поэтому, экспериментатор всегда имеет дело с примесью вакуума:

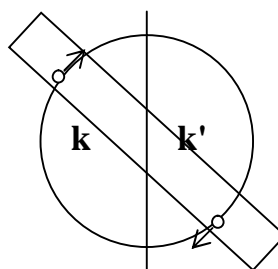


Рис.7.

³ Это группа вращения 4-х мерного пространства. Множество всех специальных унитарных матриц порядка 2 по умножению образуют специальную унитарную группу $SU(2)$. $SO(3)$ – группа вращения трехмерного пространства.

Следует заметить, что с целью уменьшить стохастическую компоненту вакуумного шума, экспериментаторы всегда пытаются использовать фотодетекторы с максимально большой площадкой [14]. Фотоны на Рис.7 либо попадают в прямоугольник либо нет. Но, если попадают, то всегда парами. Значит мы имеем двухфотонное состояние с примесью вакуума:

$$\psi = |\text{vac}\rangle + |1_{\mathbf{k}}, 1_{\mathbf{k}'}\rangle \quad (6)$$

Аналогично сконструируем чистое четырехфотонное состояние. Для этого рассмотрим движение 4-х частиц со сдвигом по фазе равным $\pi/2$:

$$\psi = |2_{\mathbf{k}}, 2_{\mathbf{k}'}\rangle$$

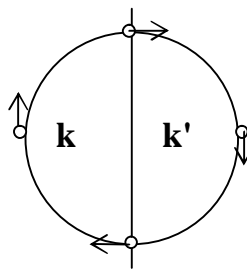


Рис.8.

Обратим внимание, что любая неопределенность в фазе (дрожание фазы) приведет к разбавлению состояния вакуумом.

Теперь сконструируем в качестве примера более сложное состояние см. следующий рисунок:

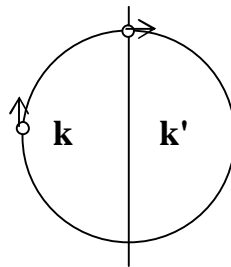


Рис.9.

В этом состоянии фотоны сдвинуты по фазе на $\pi/2$. При этом амплитуда будет:

$$y_k = \frac{|2\rangle}{\sqrt{4}} + \frac{|1\rangle}{\sqrt{2}} + \frac{|0\rangle}{\sqrt{4}} \quad (7)$$

Теперь рассмотрим суперпозицию Фоковских состояний для моды \mathbf{k} :

На рисунке 10 показаны компоненты суперпозиции с разной постоянной плотностью частиц вдоль координаты "x", то есть с равномерно распределенной фазой. Линейные цепочки частиц, изображенные на рисунке представляют собой фрагменты замкнутых циклов.

Фоковские состояния являются предельным случаем состояний сжатых по числу фотонов. (При измерении таких состояний счет фотонов подчиняется субпуассоновской статистике. Фактор Фано (дисперсия, деленная на среднее значение) при этом меньше единицы).

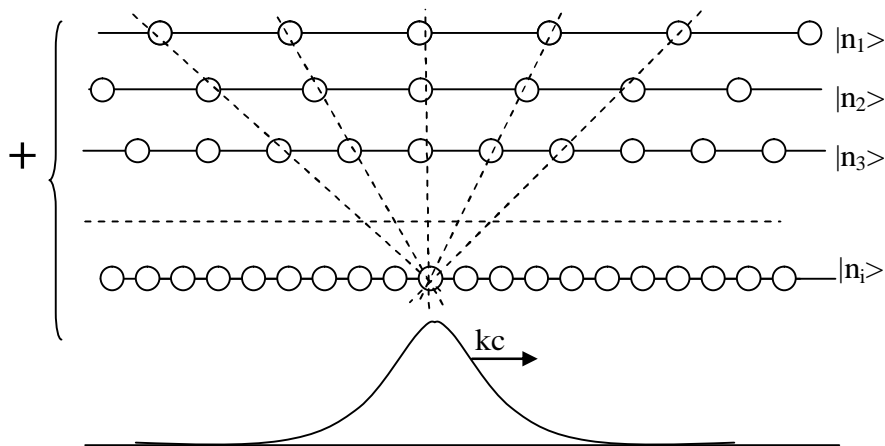


Рис.10.

Видно, что фаза каждого члена суперпозиции распределена равномерно, подобно тому, как неопределена координата в импульсном состоянии тяжелых частиц. Однако сумма всех членов суперпозиции дает пакет частиц с хорошо определенной фазой, движущийся со скоростью $c^* = kc$, где k номер моды. Чем больше членов суперпозиции, то есть чем больше неопределенность числа частиц, тем точнее определена фаза. В когерентном состоянии с Пуассоновским распределением числа частиц:

$$|a\rangle = e^{-\frac{|a|^2}{2}} \sum \frac{a^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle \quad (8)$$

увеличение числа частиц (интенсивность поля) так же приводит к сужению распределения фазы. Это происходит по той причине, что при этом возрастает неопределенность $\Delta n \sim \sqrt{n}$. При увеличении числа фотонов фаза становится все более определенной и поле приближается к классическому.

Связь между неопределенностью числа частиц и фазой можно объяснить следующим не совсем строгим рассуждением. Когерентное состояние поля не имеет определенной энергии, так как число фотонов известно с точностью Δn . (Заметим, что энергия фотона здесь определена с высокой точностью, так как мы рассматриваем одну частотную моду). Это означает наличие в спектре энергий полосы $\Delta E = \Delta n \cdot \hbar \omega$. Учитывая, что фаза $\Delta \phi = \omega \cdot \Delta t$, из соотношения неопределенности время – энергия $\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar/2$ (*), получим аналогичное

соотношение для числа фотонов и фазы $\Delta n \cdot \Delta \varphi \geq 1/2$. В КЭД это выражение того факта, что \hat{n} и $\hat{\varphi}$ являются сопряженными операторами $\hat{n} = \partial/\partial \varphi$

Обычное когерентное состояние света не предполагает зацепленности между фотонами и поэтому факторизуемо. Следует отметить, что этот факт часто используется в качестве критерия когерентности[15]. Статистика такого света – Пуассоновская, ибо отсутствует корреляция между приходом частиц к детектору. Эта ситуация неопределенности является причиной неустранимого шума, проявляющегося в измерениях и свойственного когерентному состоянию света.

*) Формально, соотношение неопределенности $\Delta E/\hbar \cdot \Delta t \geq 1/2$ возникает естественным образом из преобразования Фурье, как невозможность одновременного определения канонических сопряженных переменных $\Delta f \cdot \Delta t \sim O(1)$. Метод измерения с ограничением времени не позволяет точно измерить частотный спектр. Однако в отличие от ньютоновской физики, в квантовой физике эта методологическая неопределенность обретает фундаментальный характер. Так, если в классической физике невозможность измерить что-либо связывается исключительно со способом измерения, то в квантовой физике причина неопределенности распространяется на сам объект измерения. Утверждается, что объект на самом деле пребывает в неопределенном состоянии. В субъективной физике логика онтологизации этого принципа очевидна.

Предположим теперь, что в модах 3 или 4 установлены поглотители A_1 и A_2 , так, что свет поглощается с некоторой константой затухания K .

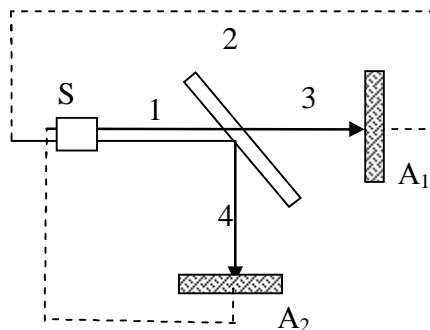


Рис.11.

На первый взгляд наше утверждение о существовании фотонов в форме нелокальных циклов - осцилляторов кажется парадоксальным. Каким образом фотон, встретив на своем пути поглощающий экран, не замечает препятствия и продолжает циркулировать вдоль своей траектории. Рассмотрим подробнее, что происходит при излучении фотона источником S . Предположим, что наш источник излучает только один фотон. То есть имеет место суперпозиция разных частотных мод:

$$y(t) = \sum y_k \exp(-i\omega_k t) |1_k\rangle \quad (9)$$

В нашей интерпретации формула (9) описывает движение пакета частиц (фотонов) в Эвереттовском расслоении. Для простоты, рассмотрим пример взаимодействия фотона с двухуровневым поглотителем. Интенсивность поля, как мы говорили выше, в нашей интерпретации есть ни что иное, как плотность фотонов $I \sim \rho$. В областях вне светового конуса

эта плотность мала, но в отличие от традиционного представления, согласно которому, амплитуда поля в каузально изолированных областях пространства-времени должна быть строго равна 0, в нашем случае, она отлична от 0.

Излучение источником фотона в моду k в какой-то момент времени означает то, что из данной точки в направлении волнового вектора \mathbf{k} "побежали" фотоны по замкнутым траекториям, образуя N пространственных осцилляторов с частотами ω_k . Скорости фотонов $c^* = kc \geq c$ и зависят от геометрии эксперимента. Часть из этих фотонов, двигаясь по пространственно-подобным траекториям, за время $t < L/c$, (L - расстояние до поглотителя), неоднократно проходят через поглотитель, но из-за низкой плотности не взаимодействуют с ним. Действительно, коэффициент поглощения, определяемый соотношением:

$$K = \frac{w_{ik}^2}{w^2} \langle y_k | \mathcal{D}^2 | y_i \rangle \cdot t \quad (10)$$

в пространственно-подобных областях близок к нулю по причине исчезающе-малого матричного элемента дипольного момента. Однако, через время $t \sim L/c$ центр тяжести пакета достигнет поглотителя и фотон с большой вероятностью будет поглощен.

4. Интерпретация экспериментов с двухфотонными состояниями в терминах ТСВ

Рассмотрим двухфотонное состояние. Если фазы фотонов никак не связаны, то и движение фотона "А" не связано с движением фотона "В". В этом случае говорят о факторизованных состояниях. Примером является когерентное поле. Однако, мы можем создать условия при которых фотоны будут зацеплены между собой. Для этой цели обычно используют какой-нибудь механизм взаимодействия фотонов в нелинейной среде.

Примером системы, находящейся в зацепленном состоянии, являются два фотона, появившиеся в результате спонтанного параметрического распада фотона накачки, распространяющегося в среде с квадратичной нелинейностью (например, в кристалле ВаВ2О4). В этом случае рождаются фотоны зацепленные как по фазе так и по поляризации.

Образно можно представить эти фотоны зацепленными колесиками (шестеренками).

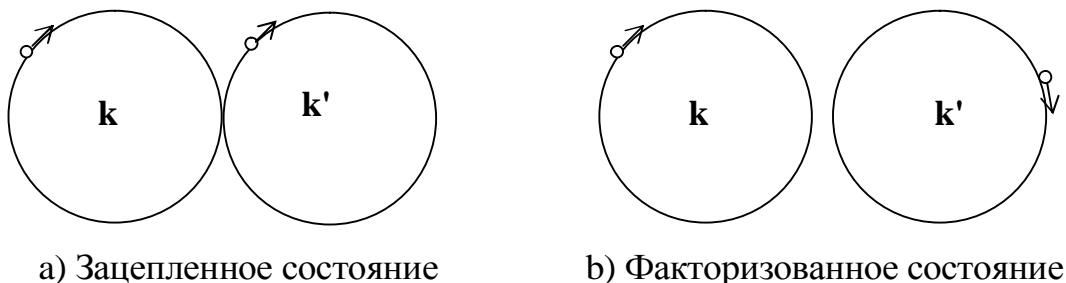


Рис.12.

Зацепленные состояния фотонов называют ЭПР парами. Физически зацепленность означает, взаимодействие фотонов в скрытом времени. С точки зрения физика-наблюдателя это взаимодействие выглядит не локально (пространственно-подобно) и он обязательно обнаружит нарушение неравенств Белла. С точки зрения объективного метанаблюдателя, способного измерять скрытое время, это обычная причинная связь, и для него неравенства Белла оставались бы справедливы [1]. Однако, такого наблюдателя может просто не существовать. Именно поэтому, наша физика – квантовая.

4.1. Эксперимент Hong-Ou-Mandel [16] по двухфотонной интерференции

Эффект двухфотонной интерференции был продемонстрирован Hong, Ou и Mandel (НОМ) в 1987 году [17]. Интерферометр представляет собой плоскопараллельную пластинку на которой смешиваются две пространственные моды двухфотонного поля.

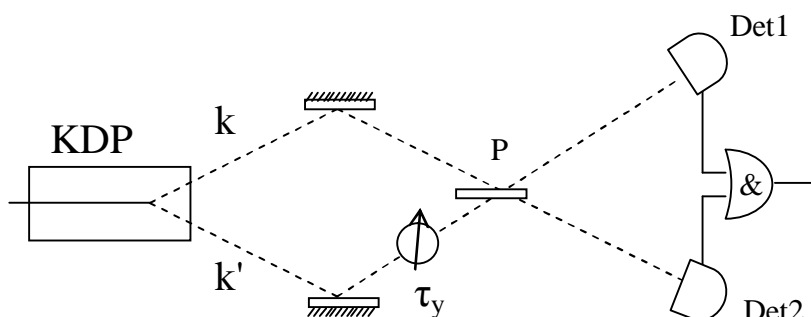


Рис.13.

Двухфотонный свет, получали, как описано выше, путем параметрической конверсии с понижением частоты. Зацепленные фотоны в пространственных модах k и k' заводятся на сплиттер P (Рис.13). В пространственную моду k' введена регулируемая линия задержки τ . После сплиттера фотоны попадают на детекторы, соединенные по схеме совпадений. Если проводить аналогию с нашей моделью, то нелинейный кристалл KDP и есть место сцепления фотонных "шестеренок". В рамках квантовой механики эту ситуацию описывают запутанным состоянием $\Psi = U_1 D_2 + U_2 D_1$. Рассматривают амплитуды следующих событий:

- U_1 – верхний фотон отразился и попал в детектор Det1
- D_2 - нижний фотон отразился и попал в детектор Det2
- U_2 - верхний фотон прошел через пластинку и попал в Det2
- D_1 – нижний фотон прошел через пластинку и попал в Det1

Суперпозиция $y_r = U_1 D_2$ и $y_l = U_2 D_1$ возникает по причине неразличимости этих состояний.

Теперь учтем, что модули амплитуд этих событий равны $y_r = y_t$, а разность фаз между прошедшей и отраженной волной для сплиттеров без потерь составляет $\pi/2$. Именно поэтому наблюдается провал,- тот самый знаменитый («dip»).

$$y_t^2 + i^2 y_r^2 = 0 \quad (11)$$

Эффект зацепленности проявляется экспериментально в форме отсутствия интерференционных осцилляций при изменении задержки. Дело в том, что сдвигая фазу в нижнем плече интерферометра, мы автоматически сдвигаем ее и в верхнем,- ведь фотонные "колеса" зацеплены! (Рис.12а). В результате - разность фаз остается неизменной и интерференция, согласно (11) остается деструктивной. То есть фотоны никогда не приходят к детекторам D1 и D2 одновременно. В параграфе 3 мы подробно рассмотрели физику этого явления с точки зрения субъективной механики.

Очевидно, что эффект двухфотонной интерференции никак не связан с интерференцией полей на пластинке. Действительно, в 1996г Т. В. Pittman [18] в изящном эксперименте показал, что интерференция наблюдается даже тогда, когда фотоны приходят к пластинке в разное время. Для этого в одном из плеч интерферометра была установлена линия задержки, а компенсирующая линия задержки была установлена перед одним из детекторов.

Понятно, что если бы мы ввели в интерферометр не двухфотонный, а обычный свет (Рис.12b). (это можно было бы сделать, если заменить кристалл KDP обычным сплиттером и превратив тем самым интерферометр Hong-Ou-Mandel в обычный интерферометр Жамена), то при изменении задержки в τ_y мы наблюдали бы обычные интерференционные осцилляции, так как фаза волны в моде \mathbf{k} оставалась бы постоянной.

4.2. Эксперимент Франсона [19]

Схема эксперимента приведена на следующем рисунке:

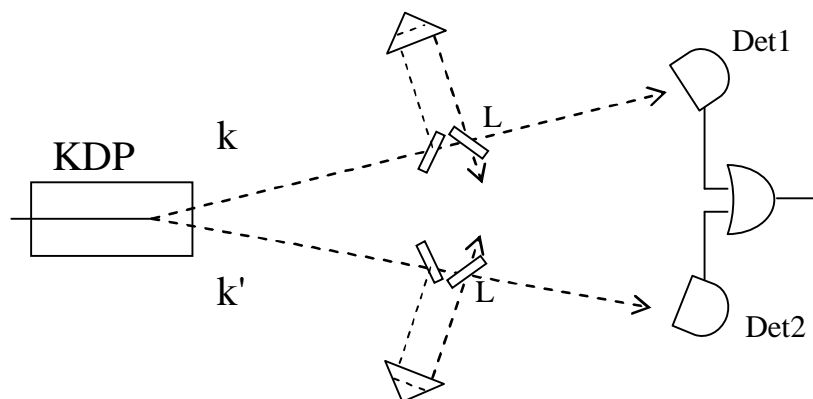


Рис.14.

Фотоны могут пройти прямо к детекторам (короткий путь), либо зайти внутрь "трамбонных" линий задержки (длинный путь). Заметим, что, хотя, эти линии задержки и сами по себе являются интерферометрами, в условиях эксперимента, интерференция на них не наблюдается из-за низкой когерентности света. Дело в том, что при параметрическом рождении пары сохраняется энергия фонов накачки $E=E_1+E_2$, но энергия каждого из фотонов совершенно неопределенна.

Рассмотрим следующие амплитуды:

S1 – первый фотон прошел по короткому пути (Short)

S2 – второй фотон прошел по короткому пути

L1 - первый фотон прошел по длинному пути (Long)

L2 - второй фотон прошел по длинному пути

Условием интерференции, как обычно, является неразличимость событий.

Неразличимыми событиями здесь являются события, когда оба фотона прошли короткий путь или оба прошли длинный. В противном случае, по относительной задержке мы могли бы отличить какой фотон по какому пути шел. Амплитуды неразличимых событий образуют суперпозицию:

$$\Psi=S_1S_2+L_1L_2 \quad (12)$$

Учитывая возможность менять фазу волн, идущих по длинным путям, получим:

$$\Psi=S_1S_2+L_1L_2\exp(i\delta\varphi) \quad (13)$$

Учитывая так же равенство модулей амплитуд S_1S_2 и L_1L_2 , окончательно получим

$\Psi=(1-\exp(i\delta\varphi))$; Эта формула описывает 100% контрастную интерференцию. Самое замечательное здесь то, что настройка фазы в линии задержки одного из плеч интерферометра нелокально влияет на поведение фотонов во втором пространственно отделенном плече. Максимуму конструктивной интерференции здесь соответствует коррелированное поведение фотонов: либо оба фотона отражаются от сплиттеров L и покидают установку, либо оба проходят и достигают детекторов. Минимуму интерференции соответствует антикорреляция – если один фотон проходит через сплиттер L и попадает в детектор, то другой обязательно отражается и покидает установку.

В эксперименте Hong-Ou-Mandel у нас нет возможности менять фазы фотонов независимо друг от друга,- там они связаны. В случае же эксперимента Франсона мы имеем возможность сдвигать относительную фазу, так как фазовый множитель входит только в одну составляющую суперпозиции.

При достаточно большой разнице задержек в плечах интерферометра – интерференция пропадает, так как в этом случае пути по которым летят фотоны можно различить по задержке их прихода к детекторам [20]. Однако, если скомпенсировать задержку даже вне интерферометра!, (скажем перед детектором), то, как наблюдал Pittman в своем знаменитом эксперименте [18], интерференция вновь появляется. Линия задержки вне интерферометра при этом играет роль квантового ластика "quantum eraser".

Прежде чем перейти к следующему интригующему эксперименту, где было убедительно продемонстрировано, что скорость фотонов может превосходить скорость света в вакууме, обсудим ключевой вопрос:

4.3 Почему скорость света постоянна?

Согласно нашей интерпретации, фотон и наблюдатель образуют части одной системы (пункт (2) в триаде постулатов). Зацепленное состояние фотона и наблюдателя в одномерном случае запишем в виде:

$$\Psi = || x \gg \rangle | x^h \gg \rangle \quad (14)$$

Здесь x – физическая координата наблюдателя по модулю λ , а x^h – координата фотона, скрытая от наблюдения, взятая по модулю L (линейные размеры системы). Для отличия фундаментальных состояний системы от квантовых мы используем двойные угловые скобки. Число состояний наблюдателя и объекта предполагается конечным, поэтому эти состояния образуют конечные циклические группы. Если система последовательно, без пропусков, перебирает скрытые состояния (в данном случае мы говорим о координате x), то скорость фотона будет равна некоторой фундаментальной константе «с», равной скорости перехода между ближайшими фундаментальными состояниями $dx = c dt$. δx – расстояние между двумя ближайшими точками на оси x , δt – время перехода между ними. δx и δt – не зависящие от наблюдателя константы, характеризующие фундаментальный детерминированный процесс. Если фотон делает пропуски по n скрытых состояний, то его скорость будет равна $c^* = nc$. Таким образом, в отличие от общеизвестного представления, у нас величина "с" соответствует минимальной возможной скорости. Переходя к непрерывному приближению предыдущую формулу запишем в виде:

$$\Psi = \exp(i2px/L) \exp(i2px^h/L). \quad (15)$$

Скрытое движение происходит независимо от наблюдателя с угловой частотой ω , так, что $2\pi x^h/L = \omega t$. Здесь L – линейный периметр проекции ξ -траектории на физическое пространство. Если движение фотона, например, в интерферометре, зацеплено с наблюдателем (подобно двум шестерням), что математически выражается уравнением (14) или (15), то, перемещение наблюдателя (его измерительного прибора) на λ , приведет к изменению фазы фотона на 2π , что соответствует перемещению на L . (Подобно этому, в системе зацепленных шестерней, невозможно прокрутить только одну шестеренку чтобы вторая оставалась неподвижной!). Поэтому, **движение наблюдателя приводит к реальному дополнительному движению связанного с ним фотона**. И обратно – движение фотона всегда приводит к относительному движению наблюдателя. То есть с точки зрения наблюдателя фаза фотона непрерывно нарастает (фотон всегда находится в движении относительно наблюдателя).

Величина набега фазы за время одного возврата, определяет длину волны света. Отношение величины набега ко времени за которое этот набег происходит равно скорости света «с».

Рассмотрим для примера кольцевой резонатор длиной L , с волной $\lambda = L$, бегущей в одном направлении. Набег за один цикл при этом равен $\lambda = L$ (или 0 по модулю λ). Скорость фотона в

этом предельном случае равна $c = \lambda/T$. Для второй моды: $2\lambda=L$. В этом случае фотон совершает 2 круга за то же время T . Набег за один круг $\lambda=L/2$ и скорость фотона равна $2c$. Для n -ой моды набег за один круг равен $\lambda=L/n$, а скорость фотона равна nc , где $n = N / N^{Subj}$ - степень субъективного вырождения (N – полное число состояний системы, а N^{Subj} – число состояний наблюдателя.). Дисперсионное соотношение для субъективного наблюдателя будет иметь вид: $w_n = knc = k_n c$. Групповая скорость, соответственно $v_g = \frac{\Delta w_n}{\Delta k_n} = c$; То

есть: **групповая скорость света всегда равна "с" вследствие того, что скорость фотона кратна "с"**.

Итак, на неприличный с точки зрения физики вопрос о том **"почему скорость света постоянна?"** (второй постулат Эйнштейна) рассматриваемая модель дает простой ответ. Во-первых, заметим, что скорость света постоянна только относительно системы отсчета, связанной с физическим наблюдателем. Относительно любого другого объекта он может двигаться с любой скоростью как больше "с" так и меньше. Это как раз и говорит о том, что:

Постоянство скорости света обусловлено зацепленностью фотона с наблюдателем.

Рассмотрим пакет плоских волн:

$$y = \sum y_i \exp(k_i x^i) \quad (16)$$

Показатель в экспоненте представляет собой инвариант ибо является скалярным произведением 4-х векторов $k_i x^i = w t - k_j x_j$. Это и есть формулировка постоянства скорости света. Отдавая должное изяществу ковариантного метода, отметим, что наш менее формальный путь обнаруживает механизм, возможно, ответственный за постоянство скорости света. Напомним, что в нашей интерпретации **уравнение (16) описывает не пакет волн, а пакет частиц, по сути являющихся эвереттовскими двойниками**, где Ψ_i – число двойников с частотами в интервале ω_i и $\omega_i + d\omega_i$. Если бы мы считали, что это выражение описывает автономный (локальный) волновой процесс не зависящий от нас, то перейдя в систему координат движущегося наблюдателя и воспользовавшись обычными преобразованиями Галлилея $x' = x + vt$; $t' = t$ (если бы мы, конечно, не знали о существовании специальной теории относительности), мы увидели бы, что скорость пакета аддитивно сложится со скоростью наблюдателя. Однако, опыт говорит о другом, - скорость пакета не зависит от скорости наблюдателя. Из создавшегося положения есть два выхода. Первый путь, по которому 100 лет назад пошла физика, это – постулировать постоянство скорости света и подстроить всю остальную физику под этот принцип. Возможность другого менее формального пути связана с предположением о зацепленности наблюдателя и фотона.

4.4 Эксперимент Raymond Y. Chiao и др. по туннелированию фотонов [21]

Идея эксперимента очень проста – используя двухфотонную интерференцию, с высокой точностью измерить относительное время пролета фотонов в плечах интерферометра по положению провала корреляционной функции. Оказывается, что внесение барьера в виде многослойного диэлектрического зеркала в одно из плеч НОМ интерферометра (Рис.13) между кристаллом KDP и сплиттером, приводит к уменьшению времени пролета фотона в

этом плече по сравнению с другим плечом, где фотон движется в вакууме. Этот эксперимент нам особенно интересен. Он однозначно свидетельствует о том, что скорость движения фотонов в плече с барьером превосходит скорость света⁴.

В настоящее время нет ясного понимания того, что происходит "в тоннеле" под энергетическим барьером. Это порождает большое количество интерпретаций и разных оценок времени пребывания частицы под барьером. В простейшем случае, для прямоугольного волновода дисперсионное соотношение имеет вид $k_x = \sqrt{w^2/c^2 - 4p^2/a^2}$, где a – поперечное сечение волновода. Из него следует, что при приближении сверху частоты ω к значению $2pc/a$ длина волны внутри волновода стремится к бесконечности а при ее превышении становится мнимой. Иногда из этого делают вывод о нулевом времени прохождения барьера. Действительно, время прохождения пакетом волн запредельного волновода равно: $t = \int \frac{dk}{dw} dx$, но так как действительная часть волнового числа под барьером равна нулю, то и время формально равно нулю. Более реалистические оценки показывают конечное время распространения волны под барьером, но приводят к так называемому эффекту Хартмана [22], согласно которому время пребывания пакета под барьером насыщается с увеличением толщины барьера. Это, в свою очередь, приводит к тому, что начиная с некоторой толщины барьера (длины тоннеля) скорость распространения волн в нем превосходит скорость света в вакууме. Недавно Winful [23] показал, что насыщение времени задержки в тоннеле связано с насыщением плотности квантовых состояний. Такая интерпретация близка нашему пониманию механизма, определяющего скорость фотонов. В модели, которую мы рассматривали в предыдущем параграфе, скорость фотона $c = dx/dt$ определяется его движением по сетке фундаментальных состояний, так, что за каждый промежуток времени δt происходит переход к следующему состоянию $x+\delta x$. В таком понимании, скорость света определяется плотностью этих состояний, которую можно отождествить с плотностью вакуумных состояний. Действительно, если плотность состояний вакуума (число скрытых состояний dx в квантовом состоянии dX) в некоторой области пространства меньше степени вырождения $r = dx/dX < x$, то скорость фотонов в этой области равна $c^* = \frac{x}{r} c$. Здесь можно увидеть аналогию с законом Бернули движения несжимаемой жидкости в сужающейся трубке – чем меньше сечение (плотность состояний) тем выше скорость потока. Многослойные диэлектрические зеркала, запредельные волноводы, призмы с нарушенным полным внутренним отражением и т.д.,- все эти устройства создают пониженную плотность состояний вакуума и приводят к соответствующему увеличению скорости фотонов.

5. Выводы

В настоящее время нам не известны какие-либо достоверные факты существования эффектов или явлений, которые бы явно противоречили существующей квантово-релятивистской

⁴ И тем не менее, даже такая наглядная демонстрация нелокальности формально не нарушает Эйнштейновской причинности. Дело в том, что мировая точка из которой стартуют фотоны (кристалл KDP) сильно «размазана» во времени и не может считаться четко локализованным событием. То есть мы можем утверждать лишь то, что фотоны вылетели из кристалла одновременно, но не можем указать момент времени, когда это произошло.

парадигме. Поэтому, качественная картина субъективной физики, представленная в этой статье, может рассматриваться лишь как попытка осмысления физики, лежащей в основе квантовых явлений. Но возможно, что она послужит и побудительным мотивом к поиску эффектов и явлений не консистентных упомянутой парадигме.

Вместо заключения, мы рассмотрим мысленный эксперимент, который едва ли может быть осуществлен реально, но, рассматривая который, мы еще раз проанализируем предложенную гипотезу природы света. Наша модель приводит к существованию нелокального эффекта принципиально нового типа. Он не связан с корреляциями, но и не является, строго говоря, энергетическим, ибо энергия переносится на уровне квантовых флуктуаций.

Рассмотрим источник света, находящийся в точке "А", который дает вспышку в момент времени t_1 . Согласно классической модели, импульс света дойдет до детектора, расположенного на расстоянии L в точке "В" за время $\tau=L/c$. Утверждается, что никаких эффектов обусловленных событием включения источника "А" за времена $t<\tau$ в точке "В" ожидать не следует ибо это привело бы к нарушению причинности.

Согласно нашей модели, сразу же после вспышки, между точками "А" и "В" возникает циркуляция фотонов. Минимальное время задержки равно $1/\omega$. Где ω – верхнее значение полосы частот излучаемого света. Конечно, вероятность обнаружить фотон в точке "В" сразу после вспышки крайне мала, так как пакет частиц, аналогично волновому пакету, движется со скоростью равной "с". И тем не менее, в отличие от существующей концепции, принципиального запрета зарегистрировать фотон в точке "В" за время $t<\tau$ субъективная физика не накладывает. Это означает, что в принципе возможно создать условия, когда этот эффект будет обнаружим. Увеличивать мощность в импульсе, скажем, используя мощные фемтосекундные лазеры – бессмысленно из-за, упомянутого выше соотношения неопределенностей для числа фотонов и фазы. Действительно, увеличивая число фотонов в импульсе, мы тем самым увеличим и дисперсию числа фотонов, которая будет равна \sqrt{n} и, соответственно сузим ширину пакета.

Предположим, тем не менее, что нам каким-либо образом, удалось обнаружить слабый сигнал в точке "В" сразу же после вспышки лазера в точке "А". Это означало бы не только нарушение принципов СТО, но и не состоятельность рассматриваемой здесь концепции. Основным тезисом субъективной физики является принципиальная необнаружимость прямых свидетельств существования скрытых под покровом неполноты процессов (разновидность космической цензуры). Что же может помешать прямому наблюдению этого эффекта? Очевидно, что для выделения сигнала из под шума вакуумных флуктуаций нам неизбежно понадобится накапливать сигнал, ведь увеличение числа фотонов, как мы показали, ничего не дает. Но накопление сигнала, как известно, равносильно сужению полосы сигнала. То есть время накопления, необходимое для надежной регистрации сигнала, по всей видимости окажется не меньше времени распространения сигнала $\tau=L/c$. Таким образом, в случае успеха, мы обнаружим новое проявление скрытого механизма распространения света. Будучи обнаружен, этот эффект не будет противоречить СТО, но и не будет объясним с точки зрения традиционной квантовой механики.

Литература

1. Каминский А.В. Возможно ли алгоритмическое описание мира?
<http://www.trinitas.ru/rus/doc/0016/001a/00160077.htm> .
2. Каминский А.В. Субъективная механика. <http://piramyd.express.ru/disput/kaminski/kaminski.htm>
3. Каминский А.В. О скрытой природе спина. Квантовая Магия, том 2, вып. 2, стр. 2114-2131, 2005 <http://www.quantmagic.narod.ru/volumes/VOL222005/p2114.pdf>
4. Gerard 't Hooft . Determinism beneath quantum mechanics arXiv:quant-ph/0212095 v1 16 Dec 2002
5. Каминский А.В. Анатомия квантовой суперпозиции.
<http://quantmagic.narod.ru/volumes/VOL312006/p1130.pdf>
6. Каминский А.В. Скрытое пространство-время в физике Квантовая Магия, том 2, вып. 1 , стр. 1101-1125 , 2005 <http://www.quantmagic.narod.ru/volumes/VOL212005/p1101.pdf>
7. П.В. Куракин, Г.Г. Малинецкий. Концепция скрытого времени и квантовая электродинамика. Квантовая Магия, том 1, вып. 2, стр. 2101-2109, 2004
8. Xiaodong Chen "A New Interpretation of Quantum Theory. Time as Hidden Variable". Department of Physics, University of Utah, Salt Lake City, UT 84112 (March 29, 2000)
9. Владимиров Ю.С. Размерность физического пространства-времени и объединение взаимодействий.- М.: Изд-во МГУ, 1987г.
10. Каминский А.В. Моделирование физики в условиях неполноты, Квантовая Магия, том 1, вып. 3, стр. 3126-3149, 2004 <http://quantmagic.narod.ru/volumes/VOL132004/p3126.pdf>
11. Д.Н. Клышко. Квантовая оптика: квантовые, классические и метафизические аспекты. УФН, т.164, №11, с.1187-1214, 1994 г.
12. Каминский А.В. Механика квантовой механики (в печати).
13. Арнольд В.И. Геометрия комплексных чисел, кватернионов и спинов 2002. 40 с.
14. P. K. Lam, T. C. Ralph at al. Noiseless electro-optic processing of optical signals generated with squeezed light. OPTICS EXPRESS 101, 2 February 1998 / Vol. 2, No. 3
15. R.J. Glauber, Phys. Rev. 131 (1963) 2766.
16. T. B. Pittman et al., Phys. Rev. Lett. 77, 1917 ~1996.
17. [C. K. Hong, Z. Y. Ou, and L. Mandel, Phys. Rev. Lett. 59, 2044 \(1987\).](#)
18. T. B. Pittman at al. Can Two-Photon Interference be Considered the Interference of Two Photons? Phys Rev. V77, n10, 2 september, 1996.
19. Franson J. D. 1989 Phys. Rev. Lett. 62 2205
20. R. P. Feynman, R. B. Leighton, and M. Sands, The Feynman Lectures on Physics, Vol. III (Addison-Wesley. Publishing Co., Reading, MA, 1965).
21. Raymond Y. Chiao, Paul G. Kwiat and Aephraim M. Steinberg. Quantum Nonlocality in Two-Photon Experiments at Berkeley arXiv:quant-ph/9501016 v1 18 Jan 95
22. T. E. Hartman, J. Appl. Phys. 33 (1962) 3427.
23. H. G. Winful, Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 260401; H. G.)