ЛИТЕРАТУРА

1. Асанов Г. С.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1996. № 1. С. 18. (Moscow University Phys. Bull. 1996. N 1).

Поступила в редакцию
05.02.96

УДК 530.145

КВАНТОВЫЙ ЭФФЕКТ ЗЕНОНА В СИСТЕМЕ С ПАМЯТЬЮ

Д. А. Славнов

(кафедра квантовой теории и физики высоких энергий)

Дано истолкование эксперимента по демонстрации квантового эффекта Зенона в рамках квантовой модели с памятью. Показано, что причиной эффекта является не собственно процесс измерения, а взаимодействие квантовой атомной системы с классическими полями, в результате которого нарушается когерентность составляющих волновой функции, соответствующих разным уровням энергии в атоме.

Квантовый эффект Зенона заключается в том, что в результате часто повторяющегося наблюдения над квантовой системой уменьшается вероятность ее перехода, обусловленного фиксированным взаимодействием, из начального состояния в конечное. Возможность эффекта была предсказана давно [1] (Более подробную библиографию см. в [2].) Свое название и дополнительную разработку эффект получил в работе [3].

Стандартное объяснение эффекта основывается на двух факторах. Первый — редукция (коллапс) волновой функции состояния в результате измерения. Второй — квадратичная зависимость от времени вероятности перехода при малых временах. Благодаря редукции после каждого измерения время для квантовой системы эффективно начинается с нуля, что при неэкспоненциальной зависимости вероятности перехода приводит к уменьшению последней.

С точки зрения классической физики эффект выглядит в достаточной мере фантастическим. Тем не менее несколько лет назад он получил экспериментальное подтверждение (имеется в виду эксперимент IHBW [4]), хотя в ряде работ [5, 6] были высказаны сомнения относительно правильности интерпретации результатов эксперимента.

Схематически эксперимент IHBW состоял в следующем. Выбиралась трехуровневая атомная система (реально — ионы $^9Be^+$) с энергиями уровней $E_1<E_2<E_3$, для которой спонтанный переход $3\to1$ разрешен, а переход $3\to2$ запрещен. Эта система подвергалась (относительно) длительному в течение времени T лазерному облучению с частотой фотонов ω_{12} ($\hbar\omega_{12}=E_2-E_1$).

Простой расчет показывает, что если система первоначально находилась в основном состоянии ($\psi=\psi_1$), то через промежуток времени t она будет в состоянии

$$\psi-\psi_1\cos\Omega_2 t+\psi_2\sin\Omega_2 t, \qquad (1)$$

где $2\Omega_2$ — так называемая частота Раби, которая зависит от амплитуды облучающего поля, ψ_1 и ψ_2 — волновые функции уровней 1 и 2 соответственно.

Для того чтобы определить, на каком уровне находится электрон в атоме в данный момент времени, система дополнительно облучалась короткими (продолжительностью τ) световыми импульсами с частотой фотонов ω_{13} ($\hbar\omega_{13}=E_3-E_1$). Если электрон находился на уровне 1, то под действием импульса он перебрасывался на уровень 3, после чего спонтанно спускался на уровень 1 с испусканием фотона, который фиксировался детектором. Если же электрон находился на уровне 2, то ничего не происходило. Импульсное облучение в работе [4] трактовалось как процесс квантового измерения.

Если импульсное облучение проводилось один раз в конце временного интервала T, то полученный результат соответствовал формуле (1). Если же импульсное облучение проводилось n раз на протяжении интервала времени T с периодом $\Delta t \simeq T/n$ ($\tau \ll \Delta t$), то вероятность обнаружить электрон на втором уровне уменьшалась примерно в n раз. Этот факт интерпретировался как наблюдение квантового эффекта Зенона. Однако в работе [4] оказалось, по существу, необъясненным одно дополнительно наблюденное явление: вторичные фотоны от спонтанного перехода $3\rightarrow1$ регистрировались только после последнего импульса, когда длительное лазерное облучение было уже выключено, а после промежуточных импульсов их не было, хотя вроде бы если каждый импульс является отдельным актом измерения, то количество вторичных фотонов после каждого такого импульса должно быть одним и тем же.

В настоящей работе будет предпринята попытка истолковать результаты эксперимента IHBW, в том числе и упомянутый только что факт, в рамках подхода («квантовая модель с памятью»), предложенного автором в статье [7].

Вкратце повторим основные положения этой статьи, попутно введя альтернативную терминологию, которая подчеркивает ряд, возможно неслучайных, общих черт предложенного метода и партонной модели в квантовой теории поля. В статье [7] предполагалось, что каждый квантовый объект состоит из точечных ядер и нелокализованного волнового поля. Ядра являются носителями корпускулярных свойств, а волновое поле — носителем памяти. Альтернативно можно считать, что каждый квантовый объект состоит из локальных бесструктурных партонов, во многом аналогичных, но нетождественных партонам квантовой теории поля. Среди партонов имеется конечное число валентных (ядра в статье [7]) и бесконечное число морских (волновое поле в статье [7]). Все партоны участвуют в колебательных движениях, как индивидуальных, так и коллективных. Каждый валентный партон имеет свиту из числа морских партонов, индивидуальные колебания которых когерентны колебаниям патрона. Валентный партон со своей свитой образуют квантовомеханически элементарную частицу. Считается, что структура свиты зависит от предыстории частицы и тем самым является носителем информации (неполной) о прошлом, т. е. частица обладает памятью. Именно информацию в памяти описывает квантовомеханическая волновая функция. В модели с памятью предусматривается существование многих уровней памяти (см. [8]). Здесь мы будем иметь дело только с одночастичным уровнем.

Валентные партоны (ядра) являются носителями латентных значений наблюдаемых, т. е. значениями наблюдаемых оказываются элементы некоторой некоммутативной алгебры. Латентные значения становятся явными (численными) только в результате взаимодействия квантового объекта с соответствующим измерительным прибором. Поэтому нельзя сказать, что партон обладает какой-то координатой, импульсом и т. д., а следует говорить, что на данный партон измерительный прибор реагирует определенным образом. При этом предполагается, что реакция зависит от всей предыстории квантового объекта, частичная информация о которой хранится в памяти.

Может возникнуть вопрос: что понимать под локальностью партона, если он не обладает явными значениями наблюдаемых, в том числе координатой? В действительности явное значение наблюдаемой (точнее, группе одновременно измеримых наблюдаемых) приписать можно. Достаточно выбрать такое представление, в котором данной наблюдаемой соответствует оператор, кратный единичному, т. е. фактически число. Надо только иметь в виду, что в этом численном значении в скрытой форме будет отражена история квантовой частицы.

Будем считать, что в таком представлении определенной координатой обладает не только валентный партон, но и каждый партон свиты. В этом случае волновая функция частицы в координатном представлении характеризует распределение в пространстве всех партонов, составляющих частицу. Вместе с тем волновая функция не выделяет среди партонов валентный, а только указывает на вероятность его определенной координаты. Точное значение координаты определяется той частью истории, которая не нашла отражения в волновой функции частицы. Напомним, что память, которой соответствует волновая функция, содержит частичную информацию об истории частицы.

Аналогично можно выбрать другое представление, например импульсное, и распределить партоны частицы по импульсному пространству. Может сложиться впечатление, что, рассматривая различные представления, мы сможем каждому из партонов приписать численные значения всех наблюдаемых. Но это не так, поскольку история частицы запечатлена во всей совокупности партонов. Выбирая определенное представление, мы некоторую порцию сведений об истории приписываем определенному партону. Эта порция становится неотъемлемой составляющей данного партона. При выборе другого представления составляющей частью партона будет другая порция сведений об истории. Поэтому партоны в одном представлении не тождественны партонам в другом направлении.

Валентные и морские партоны могут участвовать во взаимодействиях различного типа. Первый тип — взаимодействие валентных партонов между собой. Это обычное квантовомеханическое взаимодействие, при котором происходит передача квантов наблюдаемых величин от одного партона к другому. При этом также происходит изменение характера колебаний валентных партонов, так что они должны были бы потерять когерентность с партонами своей свиты. Однако этот процесс растянут во времени и нейтрализуется взаимодействием второго типа. Это взаимодействие валентного партона со своей свитой. В работе [7] этот тип назван резонансным, здесь мы его будем называть когерентным, резервируя термин «резонансный» для других целей. Благодаря этому взаимодействию колебания партонов свиты все время подстраиваются под колебания валентного партона, так что когерентность сохраняется.

Наконец, существует третий тип — взаимодействие валентных партонов с партонами «чужих» свит, сюда же можно отнести взаимодействие партонов разных свит. В статье [7] такое взаимодействие названо нерезонансным, здесь его будем называть некогерентным. В отличие от первых двух типов взаимодействия, которые учитываются в квантовомеханических уравнениях движения, последний в них никак не проявляется.

Предполагается [7], что некогерентное взаимодействие существенно только при контакте квантового объекта с классическим. Оно ответственно за то, что партоны свиты теряют когерентность со своим валентным партоном и тем самым выпадают из его свиты. Эффективно это приводит к редукции волновой функции.

Обратимся теперь к эксперименту IHBW. Рассмотрение проведем в энергетическом представлении. Это значит, что все партоны локализованы на трех энергетических уровнях: 1, 2, 3, которым соответствуют волновые функции ψ_1, ψ_2, ψ_3. Пусть в момент $t=0$ квантовая трехуровневая система находилась в основном состоянии ($\psi(t=0)=\psi_1$), т. е. все партоны локализованы на уровне. 1. При $t>0$ включается лазер, который создает поток когерентных фотонов (классический объект) с частотой ω_{12}.

Благодаря валентному взаимодействию фотонов с валентными партонами последние будут переходить с уровня 1 на уровень 2 и обратно. За счет когерентного взаимодействия валентных партонов с партонами свиты последние также распределятся по уровням 1 и 2. В результате по истечении времени $\Delta t \simeq T/n \ll T$, согласно формуле (1), возникнет состояние, которому соответствует волновая функция

$$\psi(\Delta t) \simeq \left[1 - \frac{1}{2}(\Omega_2 \Delta t)^2\right] \psi_1 + (\Omega_2 \Delta t)\, \psi_2.$$

Валентный партон с вероятностью

$$P_2(\Delta t) \simeq (\Omega_2 \Delta t)^2 \tag{2}$$

будет находиться на втором уровне, а с вероятностью

$$P_1(\Delta t) \simeq 1 - (\Omega_2 \Delta t)^2 \tag{3}$$

— на первом. Партоны свиты распределятся между первым и вторым уровнями. Причем все они будут когерентны валентному партону.

Пусть в момент времени Δt дополнительно посылается короткий импульс фотонов с частотой ω_{13} и продолжительностью τ. Этот импульс также можно считать классическим объектом. На протяжении отрезка времени τ на квантовую систему будут действовать два потока фотонов с частотами ω_{12} и ω_{13}. Мы несколько упростим рассуждения, считая, что эти потоки действуют не одновременно, а поочередно, каждый с периодом τ/N, а затем устремим N к бесконечности.

Пусть сначала включается поток фотонов с частотой ω_{13}. Эти фотоны находятся в резонансе с переходом между уровнями 1 и 3. Поэтому с ними будут существенным образом взаимодействовать партоны, населяющие эти уровни. Пусть валентный партон находится на уровне 1. Тогда в результате валентного взаимодействия фотонов с валентным партоном последний будет перебрасываться с уровня 1 на уровень 3 и обратно. За ним благодаря когерентному взаимодействию потянутся морские партоны, находящиеся на уровне 1. Поэтому состояние ψ_1 перейдет в состояние

$$\psi_{13} = \sqrt{1 - \left(\frac{\Omega_3 \tau}{N}\right)^2}\, \psi_1' + \left(\frac{\Omega_3 \tau}{N}\right) \psi_3. \tag{4}$$

Здесь $2\Omega_3$ — частота Раби для данного потока фотонов.

С другой стороны, с партонами, находящимися на уровне 2, поток фотонов взаимодействует пренебрежимо слабо. В результате партоны уровней 1 и 3 окажутся когерентными между собой и некогерентными партонам уровня 2. Поэтому партоны этого уровня выйдут из свиты валентного партона и будут утеряны для памяти.

Если валентный партон находится на уровне 2, то поток фотонов некогерентным образом взаимодействует с морскими партонами уровня 1, разрушая их когерентность с валентным партоном. Учитывая формулы (2) и (3), мы получим, что к концу интервала τ/N состояние квантового объекта будет описываться матрицей плотности

$$P_1(\Delta t)\,|\psi_{13}\rangle\,\langle\psi_{13}| + P_2(\Delta t)\,|\psi_2\rangle\,\langle\psi_2|.$$

Теперь пусть на следующий интервал времени τ/N включается поток с частотой фотонов ω_{12}. Рассуждения, аналогичные только что приведенным, показывают, что к концу этого интервала состояние квантового объекта будет описываться матрицей плотности

$$P_1(\Delta t)\left[\left(1-\left(\frac{\Omega_3\tau}{N}\right)^2\right)|\psi_{12}\rangle\,\langle\psi_{12}| + \right.$$
$$\left. + \left(\frac{\Omega_3\tau}{N}\right)^2 |\psi_3\rangle\,\langle\psi_3|\right] + P_2(\Delta t)\,|\psi_{21}\rangle\,\langle\psi_{21}|,$$

где ψ_{12} и ψ_{21} определяются формулой (4) с соответствующим изменением и заменой Ω_3 на Ω_2. Везде удерживаются члены, дающие первую поправку по N^{-1}.

Дальше всю процедуру с включением потоков с частотами ω_{13} и ω_{12} надо повторить. После N таких шагов мы придем к тому, что к концу интервала τ состояние квантовой системы будет описываться матрицей плотности

$$\left[1-(\Omega_2^2+\Omega_3^2)\left(\frac{\tau}{N}\right)^2\right]^{N-1}\left\{P_1(\Delta t)\left[\left(1-\left(\frac{\Omega_3\tau}{N}\right)^2\right)|\psi_{12}\rangle\,\langle\psi_{12}| + \right.\right.$$
$$\left. + \left(\frac{\Omega_3\tau}{N}\right)^2 |\psi_3\rangle\,\langle\psi_3|\right] + P_2(\Delta t)\left[|\psi_{21}\rangle\,\langle\psi_{21}| + \right.$$
$$\left.\left. + (N-1)\left(\frac{\Omega_3\tau}{N}\right)^2 |\psi_{12}\rangle\,\langle\psi_{12}|\right]\right\}. \qquad (5)$$

При $N\to\infty$ формула (5) переходит в

$$P_1(\Delta t)\,|\psi_1\rangle\,\langle\psi_1| + P_2(\Delta t)\,|\psi_2\rangle\,\langle\psi_2|.$$

Таким образом, к концу первого включения «измеряющего» импульса (потока фотонов с частотой ω_{13}) возникнет следующая ситуация: с вероятностью $P_1(\Delta t)$ валентный партон находится на уровне 1, а партоны свиты (носители памяти) описываются волновой функцией ψ_1; с вероятностью $P_2(\Delta t)$ валентный партон находится на уровне 2, а партоны свиты описываются волновой функцией ψ_2.

Вероятность попадания валентного партона на уровень 3 оказывается равной нулю. Поэтому никакие фотоны при спонтанном переходе $3\to 1$ не излучаются.

На следующий интервал времени Δt остается включенным только лазер с частотой ω_{12}, после чего на время τ дополнительно включается световой импульс с частотой ω_{13}. К концу этого цикла состояние квантового объекта будет описываться матрицей плотности.

$$[P_1^2(\Delta t) + P_2^2(\Delta t)]\,|\psi_1\rangle\,\langle\psi_1| + 2P_1(\Delta t)\,P_2(\Delta t)\,|\psi_2\rangle\,\langle\psi_2|. \qquad (6)$$

Если удерживать только члены до порядка $(\Delta t)^2$, то формула (6) перейдет в

$$[1-2P_2(\Delta t)]\,|\psi_1\rangle\langle\psi_1|+2P_2(\Delta t)\,|\psi_2\rangle\langle\psi_2|.$$

После n таких шагов мы получим матрицу плотности

$$[1-nP_2(\Delta t)]\,|\psi_1\rangle\langle\psi_1|+nP_2(\Delta t)\,|\psi_2\rangle\langle\psi_2|=$$
$$=[1-n^{-1}(\Omega_2T)^2]\,|\psi_1\rangle\langle\psi_1|+n^{-1}(\Omega_2T)^2\,|\psi_2\rangle\langle\psi_2|. \qquad (7)$$

Это означает, что с вероятностью $1-n^{-1}(\Omega_2T)^2$ валентный партон будет на уровне 1, а с вероятностью $n^{-1}(\Omega_2T)^2$ — на уровне 2.

Если после этого лазер с частотой ω_{12} отключить и включить световой импульс с частотой ω_{13}, то валентные партоны с уровня 1 будут постепенно перегоняться на уровень 3, а в результате их спонтанного перехода на уровень 1 испустятся вторичные фотоны с частотой ω_{13}. Из формулы (7) видно, что вероятность испускания таких фотонов порядка n^{-1}. Именно этот факт наблюдался в эксперименте IHBW.

Подводя итог, можно констатировать, что все результаты эксперимента IHBW в рамках модели с памятью находят естественное объявление. При этом существенным оказывается не факт измерения, а то, что в результате воздействия классических полей на квантовый объект нарушается когерентность между носителем корпускулярных свойств этого объекта (валентным партоном) и частью волнового поля (носителя памяти). Следует подчеркнуть, что в разрушении этой когерентности принимает участие не только «измеряющий» световой импульс, но и «приготавливающий» поток фотонов, создаваемый лазером длительного действия.

ЛИТЕРАТУРА

1. Халфин Л. А.//ДАН СССР. 1957. **115**. С. 277.
2. Халфин Л. А.//УФН. 1990. **160**, № 10. С. 185.
3. Misra B., Sudarshan E. C. G.//J. Math. Phys. 1977. **18**. P. 756.
4. Itano W. H., Heinzen D. J., Bollinger J. J., Wineland D. J.//Phys. Rev. 1990. **A 41**. P. 2295.
5. Ballentine L. E.//Phys. Rev. 1991. **A 43**. P. 5156.
6. Petrosky T., Tasaki S., Prigogin I.//Phys. Lett. 1990. **A 151**. P. 109.
7. Славнов Д. А.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1996. № 1. С. 24 (Moscow University Phys. Bull. 1996. N 1).
8. Славнов Д. А//Там же. № 2. С. 13 (Ibid. N 2).

Поступила в редакцию
31.05.95

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1996. № 3

УДК 530.12

КОСМОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ В СКАЛЯРНО-ТЕНЗОРНОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ

В. И. Денисов, Б. В. Мехта

(кафедра квантовой теории и физики высоких энергий)

Показано, что в скалярно-тензорной теории гравитации со специальным выбором уравнения связи космологическая модель позволяет описать закон Хаббла, а также наблюдаемое значение параметра замедления $q=5$ при существующей плотности вещества $3\cdot10^{-31}$ г/см^3 во Вселенной.