

ВКЛАД СПИНОРНЫХ ДУХОВ В ИНТЕРФЕРЕНЦИЮ КВАНТОВЫХ ЧАСТИЦ

Е.В. Палешева

In this article a question of the ghost spinors's influence to the quantum particles's interference is investigated. The interaction between spinors and ghost spinors are considered. Furthermore the conditions of zero stress-energy tensor in private cases are found. Also we consider a question of experimental test of existanse of Deutsch's shadow pacticles.

Введение

Как известно, одним из подтверждений квантовой механики являются опыты, связанные с интерференцией элементарных частиц. В основе объяснения получающихся экспериментальных данных лежит представление о волновой природе квантовых частиц, волновая функция которых сама по себе не несет никакого физического смысла, а квадрат модуля амплитуды вероятности интерпретируется как распределение квантового потока. При этом само явление интерференции нескольких волн, являющееся одним из фундаментальных понятий в современной квантовой теории поля, объясняется наличием у потока частиц заданной интенсивности распределения в пространстве. Но на вопрос: почему в опыте с двумя щелями электрон не может попасть в определенные области экрана – сложно получить удовлетворительный ответ. Что мешает электрону удариться о край щели так, чтобы попасть в недоступную область экрана? В лучшем случае можно было услышать о вероятности попадания частицы в заданные точки пространства. А почему электрон имеет именно такое распределение вероятности? На этот вопрос ответил Дэвид Дойч [2]. Теневой электрон – вот что отталкивает реальный электрон и мешает ему попасть в любую точку экрана. В [6, 7] вводится предположение, что теневой электрон и электронный дух представляют одну и ту же частицу. Именно то, что спинорные духи обладают нулевой энергией и ненулевой дираковской плотностью тока, делает данное предположение достаточно привлекательным. В представленной работе описываются результаты, полученные в ходе дальнейших исследований поставленной задачи. Во-первых, необходимо показать, что известные опыты с интерференцией не опровергают возможность влияния духов квантовых частиц на распределение волнового потока реальных частиц. Во-вторых, следует выяснить характер взаимодействия между спинорами и их духами. Именно эти вопросы частично раскрываются в последующих разделах.

© 2002 Е.В. Палешева

E-mail: m82palesheva@math.omsu.omskreg.ru

Омский государственный университет

В [7] были приведены некоторые рассуждения, в основе которых лежало представление о реальности как о мультиверсе [2], при этом несложно увидеть неточность, основанную на том, что импульс пропорционален току. В действительности дираковский ток не пропорционален импульсу, такой вывод можно сделать, опираясь на известное разложение Гордона [5, с.45].

Недавно были получены новые результаты, позволяющие более корректно говорить о мультиверсе Дойча, в работе [3, 4] А.К.Гуц представил математическую модель такого мультиверса. Формализованный подход к представлению реальности как совокупности параллельных вселенных, в основе которого лежит синтетическая дифференциальная геометрия Кока-Ловера, позволяет использовать понятие мультиверса, подразумевая под этим конкретную математическую теорию.

1. Условия зануления тензора энергии-импульса

Уравнение Дирака для свободной частицы в пространстве-времени Минковского, как известно, имеет вид

$$i\hbar\gamma^{(k)}\frac{\partial\psi}{\partial x^k} - mc\psi = 0, \quad (1)$$

где $\gamma^{(k)}$ – матрицы Дирака в стандартном представлении:

$$\gamma^{(0)} = \begin{bmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{bmatrix}, \quad \gamma^{(\alpha)} = \begin{bmatrix} 0 & \sigma_\alpha \\ -\sigma_\alpha & 0 \end{bmatrix},$$

$$\sigma_1 = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}, \sigma_2 = \begin{bmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{bmatrix}, \sigma_3 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}, I = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}.$$

В этом случае тензор энергии-импульса спинорной материи определяется выражением:

$$T_{ik} = \frac{i\hbar c}{4} \left\{ \psi^* \gamma^{(0)} \gamma_i \frac{\partial\psi}{\partial x^k} - \frac{\partial\psi^*}{\partial x^k} \gamma^{(0)} \gamma_i \psi + \psi^* \gamma^{(0)} \gamma_k \frac{\partial\psi}{\partial x^i} - \frac{\partial\psi^*}{\partial x^i} \gamma^{(0)} \gamma_k \psi \right\}, \quad (2)$$

где символ * означает эрмитово сопряжение. При этом

$$\gamma_i = g_{ik} \gamma^{(k)}.$$

В [6,7] были найдены спинорные духи в плоском пространстве-времени, метрика которого отлична от метрики специальной теории относительности. Спинорные духи – это частицы с нулевым тензором энергии-импульса и ненулевой плотностью тока, вычисляемой в пространстве Минковского по формуле

$$j^{(k)} = \psi^* \gamma^{(0)} \gamma^{(k)} \psi. \quad (3)$$

При этом $j^{(0)}$ определяет квадрат модуля амплитуды вероятности волны ψ , характеризующий вероятность появления данной частицы в пространстве, причем в рамках специальной теории относительности $j^{(0)} = \psi^* \psi$, а $j^{(\alpha)}$ определяет скорость изменения потока плотности вероятности ¹.

¹Греческие индексы пробегают значения 1,2,3.

Приведем следующие результаты относительно спинорных духов. При этом в дальнейшем будем работать с метрикой специальной теории относительности.

Теорема 1. Пусть $\psi = u \cdot G(x)$ – решение уравнения Дирака, при этом полагаем $\psi^* \psi \neq 0$,

$$G(x) = f(x) + i \cdot g(x),$$

где $f(x)$ и $g(x)$ – гладкие вещественные функции, а

$$u = \begin{bmatrix} u_0 \\ u_1 \\ u_2 \\ u_3 \end{bmatrix},$$

где $\forall i \quad u_i \in \mathbb{C}$. В рассмотренных условиях ψ является спинорным духом $\iff g(x) = a \cdot f(x)$, где $a = \text{const} \in \mathbb{R}$.

Доказательство. По определению решение уравнения Дирака называется спинорным духом $\iff T_{ik} \equiv 0$ и дираковский ток $j^{(k)} \neq 0$. Из условия $\psi^* \psi \neq 0$ следует выполнение того, что $j^{(k)} \neq 0$.

Теперь осталось показать, что

$$T_{ik} \equiv 0 \iff g(x) = a \cdot f(x).$$

Для этого заметим, что ²

$$\psi^* = u^* \bar{G} = u^* (f(x) - i \cdot g(x)).$$

Далее разобьем доказательство теоремы на несколько этапов.

а) $T_{00} \equiv 0 \iff$

$$\begin{aligned} 0 &= \psi^* \gamma^{(0)} \gamma^{(0)} \frac{\partial \psi}{\partial x^0} - \frac{\partial \psi^*}{\partial x^0} \gamma^{(0)} \gamma^{(0)} \psi = \psi^* \frac{\partial \psi}{\partial x^0} - \frac{\partial \psi^*}{\partial x^0} \psi = u^* \bar{G} u \frac{\partial G}{\partial x^0} - \\ &- u^* \frac{\partial \bar{G}}{\partial x^0} u G = u^* u \left(\bar{G} \frac{\partial G}{\partial x^0} - \frac{\partial \bar{G}}{\partial x^0} G \right). \end{aligned}$$

Из того, что $\psi^* \psi \neq 0$, следует выполнение неравенства $u^* u \neq 0$. Поэтому

$$T_{00} \equiv 0 \iff \bar{G} \frac{\partial G}{\partial x^0} - \frac{\partial \bar{G}}{\partial x^0} G = 0,$$

а это в свою очередь верно \iff

$$f \frac{\partial g}{\partial x^0} = g \frac{\partial f}{\partial x^0}.$$

б) $T_{01} \equiv 0 \iff$

$$0 = \psi^* \gamma^{(0)} \gamma^{(0)} \frac{\partial \psi}{\partial x^1} - \frac{\partial \psi^*}{\partial x^1} \gamma^{(0)} \gamma^{(0)} \psi - \psi^* \gamma^{(0)} \gamma^{(1)} \frac{\partial \psi}{\partial x^1} + \frac{\partial \psi^*}{\partial x^1} \gamma^{(0)} \gamma^{(1)} \psi =$$

²Здесь \bar{G} – комплексно-сопряженная функция.

$$\begin{aligned}
&= \psi^* \frac{\partial \psi}{\partial x^1} - \frac{\partial \psi^*}{\partial x^1} \psi - u^* \bar{G} \gamma^{(0)} \gamma^{(1)} u \frac{\partial G}{\partial x^0} + u^* \frac{\partial \bar{G}}{\partial x^0} \gamma^{(0)} \gamma^{(1)} u G = \\
&= u^* u \left(\bar{G} \frac{\partial G}{\partial x^1} - \frac{\partial \bar{G}}{\partial x^1} G \right) - u^* \gamma^{(0)} \gamma^{(1)} u \left(\bar{G} \frac{\partial G}{\partial x^0} - \frac{\partial \bar{G}}{\partial x^0} G \right).
\end{aligned}$$

Используя результаты пункта а), получаем зануление второго слагаемого. Поэтому зануление компоненты T_{01} происходит только лишь в случае выполнения равенства

$$f \frac{\partial g}{\partial x^1} = g \frac{\partial f}{\partial x^1}.$$

в) Последовательно выполняя аналогичные процедуры для компонент T_{02} и T_{03} , находим, что $T_{0k} \equiv 0 \iff$ выполнена следующая система линейных дифференциальных уравнений первого порядка в частных производных:

$$f \frac{\partial g}{\partial x^k} = g \frac{\partial f}{\partial x^k}.$$

Полученная система имеет решение

$$g(x) = af(x), \quad (4)$$

где $a = const \in \mathbb{R}$.

Теперь покажем, что из выполнения условия (4) следует, что

$$\forall \alpha, \beta \quad T_{\alpha\beta} \equiv 0.$$

Имеем

$$\begin{aligned}
T_{\alpha\beta} \equiv 0 \iff 0 &= \psi^* \gamma^{(0)} \gamma^{(\alpha)} \frac{\partial \psi}{\partial x^\beta} - \frac{\partial \psi^*}{\partial x^\beta} \gamma^{(0)} \gamma^{(\alpha)} \psi + \psi^* \gamma^{(0)} \gamma^{(\beta)} \frac{\partial \psi}{\partial x^\alpha} - \\
&- \frac{\partial \psi^*}{\partial x^\alpha} \gamma^{(0)} \gamma^{(\beta)} \psi = u^* \gamma^{(0)} \gamma^{(\alpha)} u \left(\bar{G} \frac{\partial G}{\partial x^\beta} - \frac{\partial \bar{G}}{\partial x^\beta} G \right) + u^* \gamma^{(0)} \gamma^{(\beta)} u \left(\bar{G} \frac{\partial G}{\partial x^\alpha} - \frac{\partial \bar{G}}{\partial x^\alpha} G \right).
\end{aligned}$$

Из условия, наложенного на функцию $G(x)$, получаем выполнение равенства. Теорема 1 доказана. \blacksquare

Следствие 1. Если в условиях теоремы положить

$$G(x) = e^{\alpha(x)+i\beta(x)},$$

где $\alpha(x)$ и $\beta(x)$ – гладкие вещественные функции, то ψ является спинорным духом $\iff \beta(x) = const \in \mathbb{R}$.

Доказательство.

$$G(x) = e^{\alpha(x)+i\beta(x)} = e^{\alpha(x)} \cos[\beta(x)] + ie^{\alpha(x)} \sin[\beta(x)].$$

По теореме 1 ψ является спинорным духом $\iff \operatorname{ctg}[\beta(x)] = const$. \blacksquare

Теорема 2. Пусть

$$\psi = \begin{bmatrix} G_0(x) \\ G_1(x) \\ G_2(x) \\ G_3(x) \end{bmatrix}$$

– решение уравнения Дирака, при этом $\psi^*\psi \neq 0$ и

$$\forall k \quad G_k(x) = f_k(x) + ig_k(x),$$

где $f_k(x)$ и $g_k(x)$ – гладкие вещественные функции. Если при этом

$$\forall i, k \quad f_i(x) = c_{ik} \cdot g_k(x),$$

здесь $c_{ik} = \text{const} \in \mathbb{R}$, то ψ является спинорным духом.

Доказательство. Простой подстановкой биспинора проверяется следующее равенство:

$$\psi^* \gamma^{(0)} \gamma_i \frac{\partial \psi}{\partial x^k} - \frac{\partial \psi^*}{\partial x^k} \gamma^{(0)} \gamma_i \psi = 0.$$

Поэтому $T_{ik} \equiv 0$. Вследствие того, что $\psi^*\psi \neq 0$, дираковский ток отличен от нуля. Теорема доказана. ■

Следствие 2. Если решение уравнения Дирака представляется в виде

$$\psi = uf(x), \tag{5}$$

где $f(x)$ – гладкая вещественная функция, а компоненты биспинора u – комплексные числа, удовлетворяющие условию $\psi^*\psi \neq 0$, то ψ является спинорным духом.

Доказательство. Очевидно. ■

2. Интерференция и взаимодействие реальной волны и спинорного духа

Теневые электроны Дойча, взаимодействуя с реальными электронами в опытах по интерференции, приводят к наблюдаемой экспериментаторами свето-теневого картине. И сразу же возникает вопрос о характере взаимодействия между этими частицами. Дэвид Дойч утверждает, что реальный фотон взаимодействует только с собственным теневым фотоном: «...каждая дробноатомная частица имеет двойников в других вселенных, и только эти двойники им мешают. Любые другие частицы этих вселенных не оказывают на нее непосредственного воздействия» [2]. Здесь приводится результат, говорящий о том, что при столкновении волны с некоторым спинорным духом возникает интерференционная картина. Кроме этого в ряде случаев столкновения соответствующих частиц результирующая волна оказывается спинорным духом.

2.1. Флуктуации материи во вселенной

Пусть волновая функция Дирака имеет вид:

$$\psi = u(f(x) + ig(x)),$$

$f(x)$ и $g(x)$ – гладкие вещественные функции, удовлетворяющие условию

$$f(x) \neq \text{const} \cdot g(x), \quad [g(x) + f(x)]^2 \neq 0.$$

При этом биспинор

$$u = \begin{bmatrix} u_0 \\ u_1 \\ u_2 \\ u_3 \end{bmatrix}$$

такой, что $\forall i \quad u_i \in \mathbb{R}$ и $u^*u \neq 0$. По теореме 1 такая спинорная волна не является духом.

Введем новую частицу, находящуюся в состоянии $\theta = u[g(x) - f(x)]$. Тогда, используя результаты теоремы 1, несложно убедиться, что частица $\theta(x)$ находится в состоянии духа. Так как функции $g(x)$ и $f(x)$ достаточно произвольны, то можно предположить, что в пространстве существует точка, в которой частицы сталкиваются. Тогда результирующая волна представляется биспинором $\psi + \theta = u(1 + i)g(x)$. Снова применяя теорему 1, можно увидеть, что $\psi + \theta$ является спинорным духом.

Таким образом, мы показали наличие взаимодействия у двух частиц, одна из которых реальная волна, а другая – тeneвая, т.е. находящаяся в состоянии духа. В общем случае из этого результата можно заключить, что реальный электрон может перейти в совершенно иное состояние без столкновения с другой реальной частицей. Если при этом вспомнить, что тeneвой электрон определяется Дойчем как электрон в параллельной вселенной, то получаем возможность «исчезновения» частицы в одном мире и «появления» в другом. При этом описанная флуктуация материи не вызвана взаимодействием только лишь частиц одной вселенной. В итоге мы получаем, что флуктуации пространства-времени могут быть вызваны именно взаимодействием различных вселенных единого мультиверса, модель которого предложена в [3,4]. Реальность «кипит» – внутри одной вселенной происходит рождение частиц из «ничего» и «уход в никуда».

2.2. Интерференция между спинорным духом и реальной частицей

Будем предполагать, что решение уравнения Дирака (1) имеет вид

$$\psi = \begin{bmatrix} u_0 \\ u_1 \\ u_2 \\ u_3 \end{bmatrix}, \quad (6)$$

тогда, подставляя (6) в (1), получаем следующую систему линейных дифференциальных уравнений в частных производных первого порядка:

$$\begin{cases} u_{0,0} + u_{3,1} - iu_{3,2} + u_{2,3} = -i\frac{mc}{\hbar}u_0 \\ u_{1,0} + u_{2,1} + iu_{2,2} - u_{3,3} = -i\frac{mc}{\hbar}u_1 \\ -u_{2,0} - u_{1,1} + iu_{1,2} - u_{0,3} = -i\frac{mc}{\hbar}u_2 \\ -u_{3,0} - u_{0,1} - iu_{0,2} + u_{1,3} = -i\frac{mc}{\hbar}u_3 \end{cases},$$

здесь $u_{i,k}$ означает дифференцирование по k -й координате. Будем искать решение, удовлетворяющее условию $u_0 = u_1 = -u_2 = u_3 = u$. Кроме этого, предполагая, что

$$\frac{\partial u}{\partial x^2} = \frac{mc}{\hbar}u,$$

получаем следующее ограничение на биспинор ψ :

$$\frac{\partial u}{\partial x^0} = \frac{\partial u}{\partial x^3}, \quad \frac{\partial u}{\partial x^1} = 0.$$

Тогда биспинор

$$\psi = \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ -1 \\ 1 \end{bmatrix} e^{\frac{mc}{\hbar}x^2 + f(x^0 + x^3) + ig(x^0 + x^3)} \quad (7)$$

является решением уравнения Дирака в отсутствии гравитационного поля. Здесь $g(x^0 + x^3)$ и $f(x^0 + x^3)$ – гладкие вещественные функции.

Опираясь на результаты теоремы 1, получаем, что (7) описывает спинорного духа только лишь в том случае, когда $g(x^0 + x^3) = \text{const} \in \mathbb{R}$.

Возьмем решение для реальной волны в виде:

$$\psi = \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ -1 \\ 1 \end{bmatrix} e^{\frac{mc}{\hbar}x^2 + i(x^0 + x^3)}, \quad (8)$$

а для спинорного духа положим

$$\theta = \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ -1 \\ 1 \end{bmatrix} e^{\frac{mc}{\hbar}x^2}. \quad (9)$$

Как (8) так и (9) имеют следующий 4-вектор дираковского тока:

$$j^{(k)} = (4e^{\frac{mc}{\hbar}x^2}, 0, 0, -4e^{\frac{mc}{\hbar}x^2}).$$

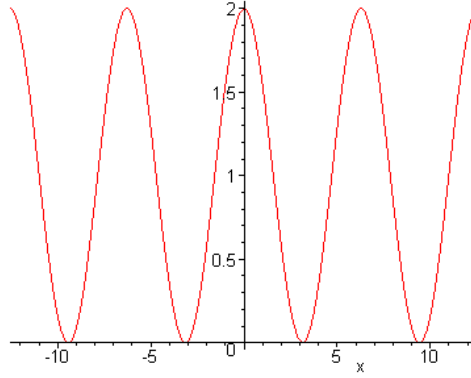


Рис. 1. Интенсивность распределения квадрата модуля амплитуды вероятности при интерференции спинорного духа и реальной частицы в точке $\delta e^{2\frac{mc}{\hbar}x^2} = 1$, $x^0 = 0$

Так как оба решения имеют одинаковое распределение вероятности и одинаковое направление тока, то мы можем посчитать их результирующую волну при столкновении этих частиц. Найдем квадрат модуля амплитуды вероятности результирующей волны $\psi + \theta$. Имеем

$$|\psi + \theta|^2 = (\psi + \theta)^*(\psi + \theta) = \delta e^{2\frac{mc}{\hbar}x^2} (1 + \cos(x^0 + x^3)). \quad (10)$$

При фиксированных x^0 и x^3 получаем следующую интерференционную картину (см. рис.1). Таким образом, мы наблюдаем эффект интерференции теневой и реальной квантовой частицы. Еще один вариант взаимодействия параллельных вселенных.

2.3. Интерференция на двух щелях и спинорные духи

Только что было показано, что спинорные духи и истинные спинорные волны могут по-разному взаимодействовать друг с другом. Причем проявления таких взаимодействий реально должны быть наблюдаемы. И все-таки хотелось бы подробнее исследовать вопрос о влиянии спинорных духов на интерференционную картину в эксперименте с двумя щелями (см. рис.2).

В начале эксперимента частица находится в точке s , на экране B в точке x установлен детектор, фиксирующий попадание электрона в данную область экрана. На экране A расположены две щели a_1 и a_2 , симметричные относительно оси S , вдоль которой происходит распространение волны. Нас интересует распределение частиц на экране B . Для того, чтобы исключить влияние на результат эксперимента столкновений между частицами, будем испускать электроны по-одному и с достаточно большим интервалом между двумя излучениями. Как известно, в таких случаях интерференционная картина такая же, как и при излучении потока электронов.

Пусть ψ_1 и ψ_2 – амплитуды вероятности соответственно для электрона, прошедшего через щель a_1 и a_2 . В этом случае распределение результирующей волны определяется выражением $|\psi_1 + \psi_2|^2$. Будем предполагать, что мы наблюдаем интерференцию, т.е. расстояние между щелями a_1 и a_2 и экранами A

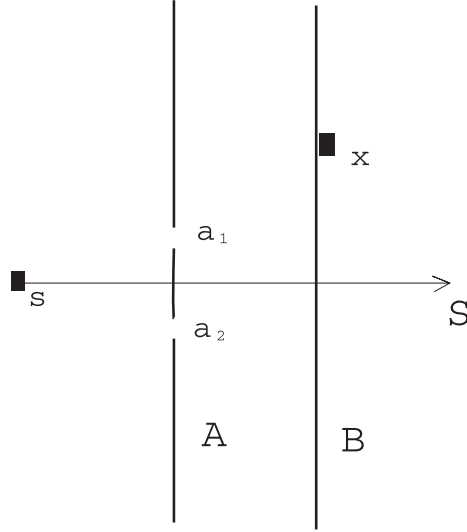


Рис. 2. Опыт по интерференции на двух щелях

и B , а также частота излучения таковы, что на экране B наблюдается чередование максимумов и минимумов.

Пусть теперь θ_1 – теневой электрон, проходящий через щель a_1 , а θ_2 – теневой электрон, проходящий через щель a_2 . Мы можем использовать для определения теневых электронов решения уравнения Дирака в силу того, что было сделано предположение тождественности теневых спинорных полей и соответствующих спинорных духов, являющихся решениями уравнения Дирака с отличной от нуля вероятностью появления в пространстве-времени [6, 7]. Будем использовать известные обозначения квантовой механики. Пусть в начальном состоянии электрон находится в точке y , тогда положим, что электрон в состоянии $|y\rangle$. Соответственно, если в конечном состоянии электрон находится в точке y , то положим, что электрон в состоянии $\langle y|$. При этом также будем полагать, что символ $\langle | \rangle$ означает результирующее состояние системы в ходе эксперимента, а символы $\langle | \rangle_\psi$ и $\langle | \rangle_\theta$ – соответственно состояния для реального спинорного поля ψ и спинорного духа θ . В рассмотренных обозначениях

$$\psi_1 = \langle x|a_1\rangle_{\psi_1} \langle a_1|s\rangle_{\psi_1}, \quad (11)$$

$$\psi_2 = \langle x|a_2\rangle_{\psi_2} \langle a_2|s\rangle_{\psi_2}, \quad (12)$$

$$\theta_1 = \langle x|a_1\rangle_{\theta_1} \langle a_1|s\rangle_{\theta_1}, \quad (13)$$

$$\theta_2 = \langle x|a_2\rangle_{\theta_2} \langle a_2|s\rangle_{\theta_2}. \quad (14)$$

Тогда состояние

$$\langle x|s\rangle_1 = \langle x|a_1\rangle_{\psi_1} \langle a_1|s\rangle_{\psi_1} + \langle x|a_2\rangle_{\psi_2} \langle a_2|s\rangle_{\psi_2} \quad (15)$$

определяет распределение вероятности $|\psi_1 + \psi_2|^2$ того, что реальная частица попадет из точки s в точку x , пройдя либо через щель a_1 , либо через щель a_2 . При этом неизвестно через какую именно щель прошла частица и также

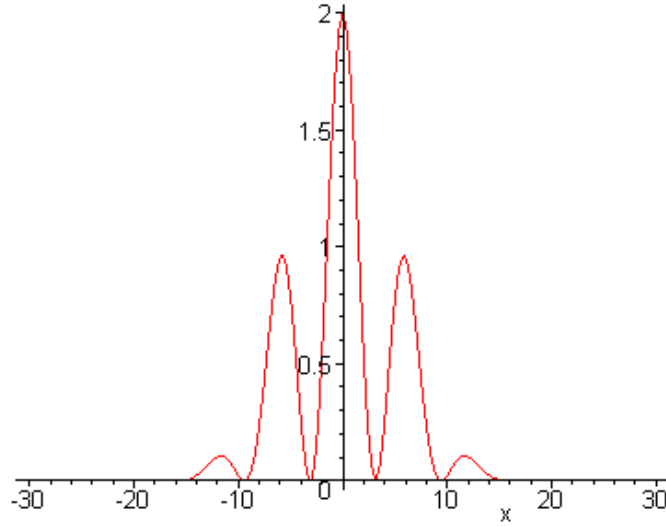


Рис. 3. Интерференция на двух щелях с темным центром

не учитывается влияние теневых частиц на вероятность появления в некоторой точке пространства реальной частицы.

Вычислим состояние $\langle x|s\rangle_2$, определяющее интенсивность попадания реального электрона на экран B из излучающего устройства s и учитывающее взаимодействие реальных и теневых частиц в случае, когда мы не можем знать, через какую щель прошли электрон и теневой электрон. Заметим, что существует четыре возможных варианта в ходе эксперимента в силу того, что либо теневой электрон и реальный электрон проходят через одну и ту же щель, либо через разные щели. Итак, учитывая также, что состояния $\langle a_1|s\rangle_{\theta_2}$, $\langle a_2|s\rangle_{\theta_1}$, $\langle a_1|s\rangle_{\psi_2}$ и $\langle a_2|s\rangle_{\psi_1}$ невозможны в силу определения волновых функций ψ_i и θ_i ³, получаем:

$$\begin{aligned} \langle x|s\rangle_2 = & \langle x|a_1\rangle_{\psi_1} \langle a_1|s\rangle_{\psi_1} \langle x|a_1\rangle_{\theta_1} \langle a_1|s\rangle_{\theta_1} + \langle x|a_2\rangle_{\psi_2} \langle a_2|s\rangle_{\psi_2} \langle x|a_2\rangle_{\theta_2} \langle a_2|s\rangle_{\theta_2} + \\ & + \langle x|a_1\rangle_{\psi_1} \langle a_1|s\rangle_{\psi_1} \langle x|a_2\rangle_{\theta_2} \langle a_2|s\rangle_{\theta_2} + \langle x|a_2\rangle_{\psi_2} \langle a_2|s\rangle_{\psi_2} \langle x|a_1\rangle_{\theta_1} \langle a_1|s\rangle_{\theta_1}. \end{aligned} \quad (16)$$

В итоге, используя (11) – (14), находим:

$$|\langle x|s\rangle_2|^2 = |\psi_1\theta_1 + \psi_1\theta_2 + \psi_2\theta_1 + \psi_2\theta_2|^2 = |\psi_1 + \psi_2|^2 \cdot |\theta_1 + \theta_2|^2. \quad (17)$$

Необходимым условием того, что теневые электроны действительно влияют на распределение частиц на экране B , является наблюдение интерференционной картины в случае учета этого влияния, т.е. мы должны показать наличие чередования минимумов и максимумов функции, определяемой выражением (17), как функции, зависящей от точки x экрана B .

Так как мы полагаем, что интерференционная картина наблюдается, то для функции $|\psi_1 + \psi_2|^2$, являющейся квадратом модуля выражения (15) и определяющей интенсивность попадания электрона на экран B , происходит чередование максимумов и минимумов. Точнее говоря, соответствующий график будет

³В данном случае $i = 1, 2$.

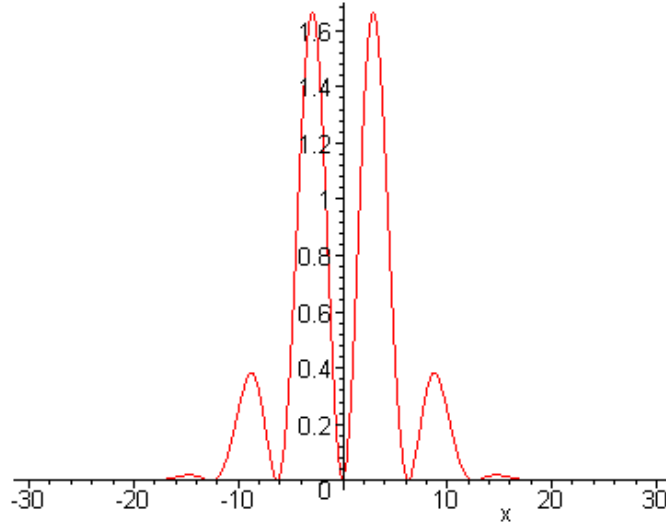


Рис. 4. Интерференция на двух щелях со светлым центром

качественно подобен одному из графиков, представленных на (рис. 3,4). Как известно, в случае, когда мы пропускаем поток электронов через одну щель, то вероятность попадания электрона на экран B определяется гауссовым нормальным распределением. Поэтому соответствующие волновые функции ψ_1 и ψ_2 должны иметь вид ⁴:

$$\psi_1 = u \cdot e^{-A(x+d)^2 + i\alpha(x)}, \quad \psi_2 = u \cdot e^{-A(x-d)^2 + i\beta(x)}, \quad (18)$$

при этом $u^*u \neq 0$, u – биспинор, компонентами которого являются комплексные числа, $A \neq 0$ и не зависит от x , а $\alpha(x)$, $\beta(x)$ такие, что квадрат модуля суммы функций (18) соответствует наблюдению интерференционной картины (рис. 3,4). Кроме этого, d является половиной расстояния между щелями.

Заметим также, что так как теньевые частицы, влияющие на интерференционную картину, определяются Дойчем как частицы в параллельных вселенных, практически идентичных нашей, то θ_1 должна иметь такое же распределение, как и ψ_1 , а θ_2 соответственно такое же, как ψ_2 . Тогда, опираясь на результаты теоремы 1, мы с необходимостью должны положить, что

$$\theta_1 = u \cdot e^{-A(x+d)^2 + i \cdot c_1}, \quad \theta_2 = u \cdot e^{-A(x-d)^2 + i \cdot c_2}, \quad (19)$$

$c_i \in \mathbb{R}$. Это означает, что если d достаточно мало, график соответствующей функции $|\theta_1 + \theta_2|^2$ соответствует отсутствию интерференции (рис.5).

⁴Заметим, что, несмотря на то, что мы рассматриваем случай, соответствующий (17), мы должны предполагать и наличие чередования максимумов и минимумов для функции $|\psi_1 + \psi_2|^2$, которая соответствует варианту (15), не учитывающему влияние теньевых частиц на интерференционную картину. Поскольку если гипотеза теньевых частиц верна, то в приближении, т.е. без учета теньевых частиц, должно выполняться существующее ранее объяснение интерференции квантовых частиц. А это означает, что $|\psi_1 + \psi_2|^2$ имеет описанный выше вид. Поэтому определение (18) амплитуд ψ_1 и ψ_2 в случае существования теньевых частиц корректно.

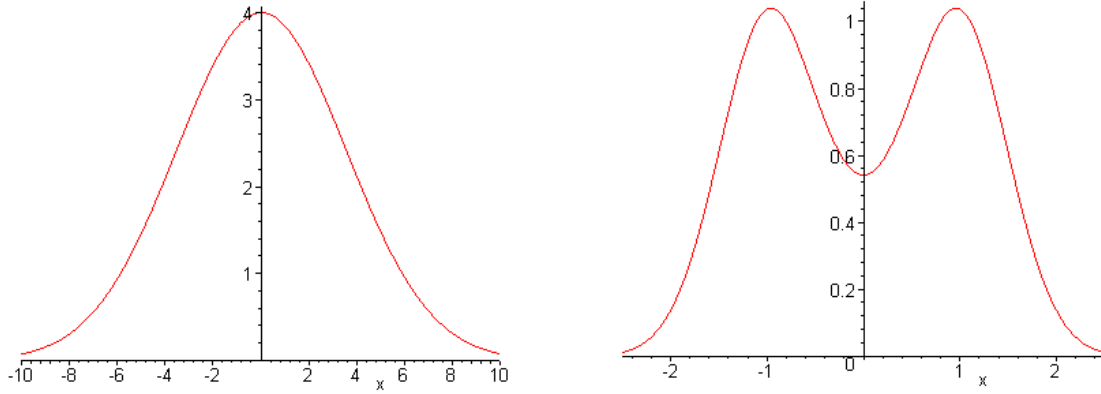


Рис. 5. Амплитуда вероятности $\theta_1 + \theta_2$ в случае достаточно малого расстояния $2d$ между щелями для наблюдения интерференции имеет одно из представленных распределений

Поэтому получаем, что у графика функции (17) происходит чередование максимумов и минимумов. Более того, соответствующая функция и функция $|\psi_1 + \psi_2|^2$ имеют минимумы в одних и тех же точках, так как в силу (19) функция $|\theta_1 + \theta_2|^2$ нигде не равна нулю. В результате мы имеем, что в случае объяснения интерференционной картины столкновением реальных и теневых электронов [2] интерференция действительно наблюдается, если мы отождествляем теневые электроны с электронными духами.

Таким образом, мы показали, что в случае теории теневых частиц Дойча в опыте с двумя щелями интерференция по-прежнему наблюдается, если мы отождествим соответствующие частицы со спинорными духами. При этом точки минимумов интерференционной картины с учетом теневых частиц и интерференционной картины без учета этого взаимодействия совпадают. Но соответствующие графики имеют лишь качественное равенство! Точнее говоря, максимумы функций $|\psi_1 + \psi_2|^2$ и $|\psi_1 + \psi_2|^2 \cdot |\theta_1 + \theta_2|^2$ различны.

2.4. Возможность экспериментальной проверки

Выше нами был рассмотрен опыт по интерференции на двух щелях (рис.2), при этом мы учитывали возможность существования частиц Дойча. Но в соответствующем эксперименте (рис.2) мы предполагали, что за экран A попадает только один теневого электрон. Но за экран A может попасть и большее количество теневых электронов. Как тогда будет выглядеть интерференционная картина? Заметим, что в действительности мы не можем определить количество теневых электронов, прошедших через экран A , в силу их свойств.

Пусть теперь кроме реального электрона, определяемого через волновые функции ψ_1 и ψ_2 , через щели a_1 и a_2 соответственно прошло n теневых электронов, характеризуемых амплитудами $\{\theta_1^{(m)}\}$ и $\{\theta_2^{(m)}\}$, где $m = \overline{1, n}$. При этом ψ_1 и ψ_2 имеют вид (18), а $\{\theta_1^{(m)}\}$ и $\{\theta_2^{(m)}\}$ определяются выражением (19), в котором $\forall m = \overline{1, n} \quad c_i = c_i^m$. Тогда для квадрата модуля амплитуды вероятности попадания электрона в точку x экрана B аналогично формуле (16) получим

выражение:

$$\begin{aligned} \langle x|s\rangle_2 = & \left(\psi_1\theta_1^{(1)} \cdot \dots \cdot \theta_1^{(n)} + \psi_1\theta_1^{(1)} \cdot \dots \cdot \theta_1^{(n-1)}\theta_2^{(n)} + \psi_1\theta_1^{(1)} \cdot \dots \cdot \theta_1^{(n-2)}\theta_2^{(n-1)}\theta_1^{(n)} + \right. \\ & \left. + \psi_1\theta_1^{(1)} \cdot \dots \cdot \theta_1^{(n-2)}\theta_2^{(n-1)}\theta_2^{(n)} + \dots + \psi_2\theta_1^{(1)} \cdot \dots \cdot \theta_1^{(n)} + \dots \right). \end{aligned} \quad (20)$$

Сгруппируем члены в (20) следующим образом:

$$\begin{aligned} \langle x|s\rangle_2 = & \left(\psi_1\theta_1^{(1)} \cdot \dots \cdot \theta_1^{(n-1)} + \psi_1\theta_1^{(1)} \cdot \dots \cdot \theta_2^{(n-1)} + \dots + \psi_2\theta_1^{(1)} \cdot \dots \cdot \theta_1^{(n-1)} + \dots \right) \theta_1^{(n)} + \\ & + \left(\psi_1\theta_1^{(1)} \cdot \dots \cdot \theta_1^{(n-1)} + \psi_1\theta_1^{(1)} \cdot \dots \cdot \theta_2^{(n-1)} + \dots + \psi_2\theta_1^{(1)} \cdot \dots \cdot \theta_1^{(n-1)} + \dots \right) \theta_2^{(n)}. \end{aligned}$$

Откуда получаем, что

$$\begin{aligned} \langle x|s\rangle_2 = & \left(\psi_1\theta_1^{(1)} \cdot \dots \cdot \theta_1^{(n-1)} + \psi_1\theta_1^{(1)} \cdot \dots \cdot \theta_2^{(n-1)} + \dots + \psi_2\theta_1^{(1)} \cdot \dots \cdot \theta_1^{(n-1)} + \dots \right. \\ & \left. \dots + \psi_2\theta_2^{(1)} \cdot \dots \cdot \theta_2^{(n-1)} \right) \left(\theta_1^{(n)} + \theta_2^{(n)} \right). \end{aligned} \quad (21)$$

В результате, последовательно выполняя аналогичную процедуру для выражения (21), получим следующее выражение, определяющее интенсивность попадания электрона на экран B :

$$|\langle x|s\rangle_2|^2 = |\psi_1 + \psi_2|^2 \cdot \prod_{i=1}^n |\theta_1^{(i)} + \theta_2^{(i)}|^2, \quad (22)$$

где n – количество теневых частиц, прошедших через щели за экран A .

Теперь, учитывая вид функций $\theta_1^{(i)}$ и $\theta_2^{(i)}$, указанный выше, мы получаем, что для любого i функции $|\theta_1^{(i)} + \theta_2^{(i)}|$ определяются графиками, качественно подобными графикам, представленным на (рис.5). А это соответствует тому, что (22) описывает некоторую интерференционную картину, т.е. если мы предположим, что за экран A проходит более одной теневой частицы, то на экране B по-прежнему будем фиксировать чередование максимумов и минимумов, соответствующее наблюдению интерференции. Более того, независимо от количества теневых частиц, оказавших влияние на результат эксперимента, минимумы соответствующих функций остаются в одних и тех же точках.

Посмотрим на полученные результаты с точки зрения имеющихся экспериментальных данных. Во всех опытах, связанных с интерференцией квантовых частиц, предполагалось, что полученная экспериментально интенсивность распределения электронов на экране B соответствует функции $|\psi_1 + \psi_2|^2$, умноженной на коэффициент подобия. Это вызвано тем, что функция $|\psi_1 + \psi_2|^2$ должна являться функцией распределения. Поэтому А. К. Гуц предложил связать умножение на произведение

$$\prod_{i=1}^n |\theta_1^{(i)} + \theta_2^{(i)}|^2 \quad (23)$$

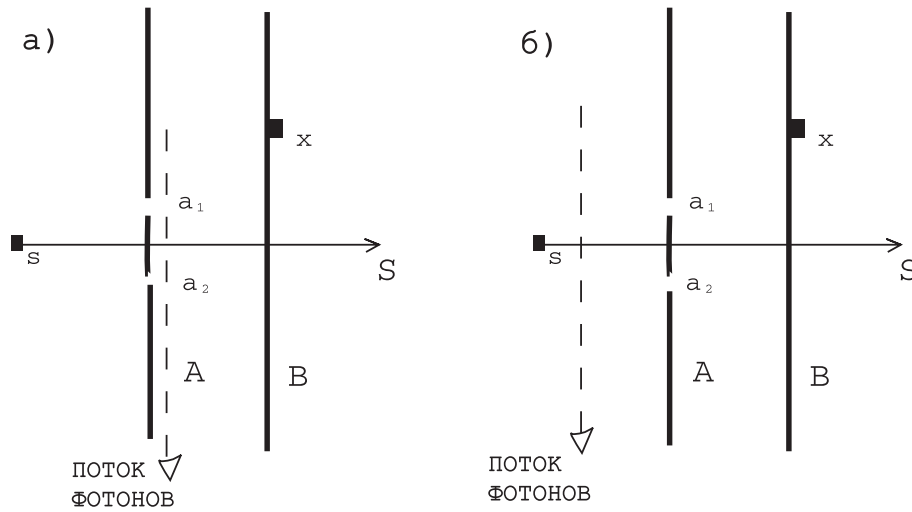


Рис. 6. Представлены а) классический эксперимент, б) предлагаемый эксперимент

с умножением на коэффициент подобия. Каждый новый теневой электрон будет добавлять свой коэффициент, который больше нуля. Если в (23) встретятся взаимнообратные коэффициенты, то их влияние аннулируется. Поэтому когда мы рассмотрим бесконечно много теневых частиц, т.е. положим $n = \infty$, то множитель (23) окажется равным единице и соответственно получим равенство интенсивностей распределения электрона с учетом и без учета теневых частиц. Только дело в том, что щели имеют конечный размер и электроны также должны обладать некоторым конечным размером. Поэтому на результат эксперимента может повлиять только конечное число теневых электронов, т.е. $n \neq \infty$. Что мы и наблюдаем в эксперименте: коэффициент подобия имеет разные значения.

Можем ли мы из полученных данных каким-либо образом проверить существование теневых частиц? Такая вероятность существует. Для этого достаточно научиться контролировать количество теневых электронов, влияющих на результат эксперимента. Проблема состоит в том, что мы не можем никакими приборами зафиксировать частицу Дойча. Но это можно обойти следующим образом.

В действительности нам необязательно знать, сколько теневых частиц прошло через щели a_1 и a_2 . Вспомним про один из экспериментов, определяющих, через какую из двух щелей прошел электрон (рис.6а). Для этого между экранами A и B, как можно ближе к экрану A, пускали поток фотонов; возле которой из щелей обнаруживается рассеивание света – там и прошел электрон. В результате подобного эксперимента интерференционная картина не наблюдалась. Посмотрим на этот эксперимент с точки зрения существования теневых частиц. Реальный электрон взаимодействует с потоком фотонов, но и теневой электрон так же взаимодействует с потоком теневых фотонов, в результате теневой электрон отклонится от своего первоначального движения так же, как и реальный. Столкновение реальной и теневой частиц, возможное в эксперименте без фотонов, может не произойти при испускании потока фотонов. При этом чем ближе

поток фотонов к экрану A , тем меньше теневого частиц, вероятно, влияет на движение реального электрона. Из мысленного эксперимента мы заключаем, что, вероятно, с помощью потока фотонов можно каким-то образом контролировать количество теневого частиц, влияющих на интерференцию.

Попробуем теперь поток фотонов поместить перед экраном A (рис.6б). Возможно, что некоторый сдвиг вправо рассматриваемого потока вызовет уменьшение количества частиц, прошедших сквозь щели, что, в свою очередь, скажется на уменьшении разницы значений двух соседних максимумов. Если в предлагаемом эксперименте будет зафиксирован описанный эффект, то можно говорить о существовании теневого частиц. Заметим, что в тот момент, когда поток фотонов будет находиться достаточно близко от экрана A для того, чтобы можно было бы сказать, через какую из двух щелей прошел реальный электрон, влияние теневого частиц максимально уменьшится и интерференция не будет наблюдаться. При этом, так как в этом случае мы получим дополнительную информацию о пути реального электрона, амплитуда вероятности уже будет удовлетворять не соотношению (22), а следующему выражению:

$$|\langle x|s\rangle_2|^2 = (|\psi_1|^2 + |\psi_2|^2) \cdot \prod_{i=1}^n |\theta_1^{(i)} + \theta_2^{(i)}|^2. \quad (24)$$

Итак, суть предлагаемого эксперимента состоит в изучении интерференционной картины при движении точки испускания потока фотонов вдоль оси S (рис.6б).

Кроме представленного выше эксперимента, можно привести еще один эксперимент, предложенный М. С. Шаповаловой. Предлагается влиять на количество теневого частиц, взаимодействующих в ходе эксперимента с реальными частицами, при помощи изменения размеров щелей: чем меньше щели, тем меньше количество частиц Дойча повлияют на наблюдаемое явление. Правда, в этом случае функция $|\psi_1 + \psi_2|^2$ также будет изменяться. Но, на наш взгляд, из подобного эксперимента также можно получить некоторые сведения о взаимодействии реальных и теневого частиц.

Заключение

Когда мы не в состоянии объяснить наблюдаемое физическое явление на основе существующих теорий, необходимо появление новых идей, иногда значительно отличающихся от старых. Так в начале прошлого века была создана теория относительности, разрешившая ряд противоречий, возникших в физике. Существующая сейчас квантовая теория не в состоянии до конца объяснить некоторые явления – одно из них явление интерференции. Следовательно, нужна теория, наиболее полно объясняющая появления максимумов и минимумов в наблюдаемой интерференционной картине. Теневые частицы Дойча дают нам возможность точнее понять эффекты, связанные с интерференцией квантовых частиц. В данной работе и в [3, 4, 6, 7] был сделан шаг к формальному определению частиц Дойча, существование которых не противоречит экспериментальным данным в области интерференции. Кроме этого в [3, 4] определены теневые

фотоны. Заметим, что существовавшее ранее объяснение природы интерференции, основанное на влиянии измерения на результат эксперимента, в действительности неявно учитывает теневые частицы. Поскольку, проводя некоторое измерение, мы влияем на движение теневых частиц «теневыми измерениями», что, в свою очередь, и отражается на получаемых нами результатах. Какое из объяснений наиболее точно, может указать лишь эксперимент. Существование частиц Дойча опирается на иное восприятие физической реальности. Не одна вселенная, а мультиверс Гуца-Дойча [3, 4] дает возможность использования теневых частиц. Признание множественности различных вселенных требует существенного изменения сложившихся взглядов, «сейчас мы обладаем несколькими чрезвычайно глубокими теориями о структуре реальности, главным образом благодаря ряду экстраординарных научных открытий. Если мы хотим понять мир не поверхностно, а более глубоко, нам помогут эти теории и разум, а не наши предрассудки, приобретенные мнения и даже не здравый смысл» [2]. Найденные спинорные духи обладают в некоторой мере экзотическим свойством зануления тензора энергии-импульса, что ранее означало отсутствие каких-либо полей. Но они существуют в силу ненулевой вероятности появления в пространстве. Именно это и послужило поводом к появлению гипотезы тождественности спинорных духов и теневых спинорных полей [6, 7]. В этой работе мы постарались придать этой гипотезе некоторое обоснование. В свете полученных результатов, по крайней мере, можно говорить о том, что пока не видно оснований для опровержения выдвинутого предположения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Теория поля*. М.: Наука, 1988.
2. Дойч Д. *Структура реальности*. Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2001.
3. Гуц А.К. *Теоретико-топосная модель мультиверса Дойча* // Математические структуры и моделирование / Под ред. А.К. Гуца. Омск: ОмГУ. 2001. Вып.8. С.76–90.
4. Guts A.K. *Topos-theoretic Model of the Deutsch Multiverse*. Los Alamos E-paper: physics/0203071 (2002).
5. Бьеркен Дж., Дрелл С.Д. *Релятивистская квантовая теория. Т.1. Релятивистская квантовая механика*. М.: Наука, 1978.
6. Palesheva E.V. *Ghost spinors, shadow electrons and Deutsch's Multivers*. Los Alamos E-print gr-qc/0108017 (2001)
7. Палешева Е. В. *Спинорные духи, теневые электроны и Мультиверс Дойча* // Математические структуры и моделирование / Под ред. А.К. Гуца. Омск: ОмГУ. 2001. Вып.8. С.66–75.