ИПМ им.М.В.Келдыша РАН • Электронная библиотека

Препринты ИПМ • Препринт № 23 за 2025 г.

ISSN 2071-2898 (Print)
ISSN 2071-2901 (Online)

В.Д. Лахно

Квантовая нелокальность и специальная теория относительности

Рекомендуемая форма библиографической ссылки: Лахно В.Д. Квантовая нелокальность и специальная теория относительности // Препринты ИПМ им. М.В.Келдыша. 2025. № 23. 20 с.
EDN: **QEJYEX**
https://library.keldysh.ru/preprint.asp?id=2025-23

О р д е н а   Л е н и н а
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ МАТЕМАТИКИ
имени М.В.Келдыша
Р о с с и й с к о й   а к а д е м и и   н а у к

В.Д. Лахно

Квантовая нелокальность и специальная теория относительности

Москва – 2025

В.Д. Лахно

Квантовая нелокальность и специальная теория относительности

Квантовая механика приводит к непримиримым противоречиям с классической специальной теорией относительности (СТО). Эти противоречия отсутствуют, если считать пространство дискретным. В данной статье в простейшем случае одномерного дискретного пространства получено дискретное уравнение Дирака. Показано, что отказ от континуального описания пространства снимает противоречия между квантовомеханическим описанием и СТО. Рассмотрены возможности экспериментальной проверки теории.
Ключевые слова: одномерное уравнение Дирака, операторы скорости и координаты, блоховские осцилляции, энион

V.D. Lakhno

Quantum nonlocality and Special Theory of Relativity

Quantum mechanics leads to irreconcilable contradictions with the classical special theory of relativity (STR). These contradictions are absent if we consider space to be discrete. In this article, the discrete Dirac equation is obtained in the simplest case of one-dimensional discrete space. It is shown that the rejection of the continuous description of space removes the contradictions between the quantum-mechanical description and STR. The possibilities of experimental verification of the theory are considered.
Key words: one-dimensional Dirac equation, velocity and coordinate operators, Bloch oscillations, anyon

Содержание

1. Введение

Цель настоящей работы – обсудить некоторые трудности согласования квантовой механики и специальной теории относительности (СТО). По-видимому, наиболее ярким идеологическим противоречием является парадокс Эйнштейна, Подольского, Розена (ЭПР), демонстрирующий нелокальный характер взаимодействия в квантовой механике.

Другим не менее ярким свидетельством противоречия является демонстрации сверхсветовой скорости перемещения частиц в процессах туннелирования.

Специальная теория относительности, лежащая в основе классической физики, никогда не вызывала сомнения у квалифицированного большинства физиков. Отсюда следовало, что какой-то модификации должна подвергнуться квантовая механика. Такая модификация была осуществлена еще сто лет назад Дираком, постулировавшим релятивистские уравнения квантовой механики. Эти уравнения сами по себе содержали ряд неустранимых противоречий, с которыми за неимением лучшего пришлось смириться. К их числу, в первую очередь, относится равенство собственных значений оператора скорости величине скорости света. Другим фундаментальным противоречием является появление античастиц в исходном одночастичном уравнении Дирака. Эти противоречия автоматически перенеслись на релятивистскую квантовую теорию поля, в которой постулируется коммутативность операторов поля для пространственно-подобных интервалов, что необходимо для выполнения причинно-следственных связей.

Все старания подправить квантовую механику остались безуспешными. Справедливость выводов квантовой механики подтверждалась многочисленными экспериментами, из которых важнейшими были эксперименты по проверке неравенств Белла.

Отсюда следовало, что что-то не так не с квантовой механикой, а с СТО.

В рамках тех постулатов, на которых основывается СТО (которая, как и квантовая механика, подтверждена множеством экспериментов), также ничего изменить нельзя.

Это означает, что от некоторых постулатов теории относительности, для ее примирения с квантовой механикой следует отказаться, причем такой отказ должен быть весьма радикальным.

2. Предварительные замечания

Будем исходить из того, что поскольку классическая механика является лишь предельным случаем квантовой механики, то и СТО является ее предельным случаем.

СТО в свою очередь базируется на понятии пространства и времени. В исходном постулате квантовой механики, описывающем эволюцию волновой функции, однако, понятие пространства не фигурирует. Действительно, такое уравнение в самом общем случае имеет вид

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\Psi\rangle = \widehat{H} |\Psi\rangle \,, \tag{1}$$

где гамильтониан H представляется в виде

$$\widehat{H}_{\text{кв}} = \textstyle\sum_{i,j} v_{ij} |i\rangle \langle j| \,. \tag{2}$$

Индексы i и j, как дискретные, так и непрерывные, определяют бесконечномерную матрицу, определяющую эволюцию дираковских векторов $|\Psi\rangle$. Таким образом, уравнение (1) описывает не движение частиц в пространстве, а эволюцию их состояний во времени. Разумеется, уравнения (1),

(2) могут быть преобразованы к эволюции волновой функции в обычном координатном пространстве, но это будет лишь частный предельный случай этих уравнений.

Использование постулата (1), (2) вместо пространственного описания снимает множество вопросов и парадоксов. В частности, вопрос о возможности сверхсветовой скорости в такой постановке становится бессмысленным, так как никакого пространства нет. Сопоставление некоторых из множества индексов i пространственным координатам является лишь соглашением, принимаемым для описания явлений в пространстве. Численное моделирование эволюционных процессов, описываемых (1), (2), приводит к тому, что если состояние частицы в начальный момент времени соответствовало i, то в любой другой момент времени имеется ненулевая вероятность найти частицу в каком-либо состоянии j. При пространственном истолковании этих индексов они могут соответствовать представлению о сверхсветовом движении, например о туннелировании частицы со сверхсветовой скоростью. Представление СТО об одновременных событиях в отсутствие пространственного описания также бессмысленно. В квантовой теории имеется абсолютное единое время, что приводит к естественному объяснению ЭПР парадокса: все частицы связаны друг с другом независимо от того, является ли интервал времени-подобным или пространственно-подобным при введении пространственного описания.

В рассматриваемом подходе вообще нет каких-либо временных парадоксов типа возможности машины времени: можно вернуться в прошлое, но это будет возврат именно в то состояние, которое этому прошлому соответствовало, то есть “убить дедушку” просто невозможно.

3. Формализм

В основе формализма квантовой механики лежит понятие состояния $|\Psi\rangle$ и суперпозиции состояний. Согласно принципу суперпозиции состояний, суперпозиция любых состояний системы, взятых с произвольными (в общем случае комплексными) коэффициентами, является также состоянием системы. Другими словами, состояния системы образуют линейное векторное пространство. Это позволяет использовать формальный математический аппарат для линейных векторных пространств. Будем обозначать вектор состояния символом $|\lambda_i\rangle$, если система находится в состоянии, в котором физическая величина F имеет определённое значение λ_i. Такое состояние называется собственным состоянием, а λ_i – собственным значением. Кроме сложения и умножения на комплексное число вектор состояния можно проектировать на другой вектор. Другими словами, можно составить скалярное произведение $|\Psi\rangle$ с любым другим вектором $|\Psi'\rangle$, которое обозначается как $\langle\Psi'|\Psi\rangle$ и является комплексным числом, причём

$$\langle\Psi'|\Psi\rangle = \langle\Psi|\Psi'\rangle^*. \tag{3}$$

В частном случае $|\Psi'\rangle = |\Psi\rangle$ скалярное произведение является положительным числом и определяет норму вектора. В квантовой механике каждой физической величине F соответствует линейный эрмитов оператор $\hat{F}$, собственные значения которого являются возможными значениями физической величины, а собственные векторы – её собственными состояниями:

$$\hat{F}|\lambda_i\rangle = \lambda_i|\lambda_i\rangle. \tag{4}$$

Собственные векторы $|\lambda_i\rangle$ эрмитова оператора, принадлежащие различным собственным значениям, ортогональны друг другу, т.е. $\langle\lambda_i|\lambda_j\rangle = 0,\ i \neq j$. Из них можно построить ортогональный базис в пространстве состояний, нормированный на единицу: $\langle\lambda|\lambda\rangle = 1$. Произвольный вектор $|\Psi\rangle$ можно разложить по этому базису:

$$|\Psi\rangle = \sum_\lambda c_\lambda\, |\lambda\rangle. \tag{5}$$

Для нормировки на единицу вектора состояния $|\Psi\rangle$ коэффициенты разложения c_λ удовлетворяют соотношению

$$\sum_\lambda |c_\lambda|^2 = 1. \tag{6}$$

Знак суммы в формулах (5), (6) означает суммирование по дискретному и интегрирование по непрерывному спектру значений. В случае непрерывного спектра значений векторы предполагаются нормированными на δ-функцию: $\langle\lambda|\lambda'\rangle = \delta(\lambda - \lambda')$. Из (5), (6) следует, что в разложении (5) произвольного вектора состояния $|\Psi\rangle$ физической величины F значения $|c_\lambda|^2 = |\langle\lambda|\Psi\rangle|^2$ равны вероятностям обнаружить систему в состояниях $|\lambda\rangle$, т.е. вероятностям того, что при измерении F её значение окажется равным λ.

Любой линейный оператор, выбранный в базисе $|\lambda\rangle$, может быть представлен матрицей, в частности, матричные элементы эрмитова оператора $\hat{F}$ имеют вид:

$$F_{\lambda_i,\lambda_j} = \langle\lambda_i|\hat{F}|\lambda_j\rangle \tag{7}$$

и удовлетворяют соотношениям: $F_{\lambda_i,\lambda_j} = F^*_{\lambda_j,\lambda_i}$.

Для $|\lambda\rangle$, являющихся собственными векторами оператора $\hat{F}$, соответствующая ему матрица диагональна.

Если сопоставлять с произвольным вектором $|\Psi\rangle$ столбец из коэффициентов

$$|\Psi\rangle = \begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \\ \vdots \end{pmatrix} \tag{8}$$

в выбранном базисе (5), то действие оператора $\hat{F}$ на $|\Psi\rangle$: $F|\Psi\rangle = |\Psi'\rangle$ сводится к матричному умножению. Получающийся в результате такого действия вектор $|\Psi'\rangle$ может отличаться от $|\Psi\rangle$ длиной и направлением, т.е. представляет собой столбец, в который вместо коэффициентов c_i входят коэффициенты c_i', отвечающие координатам вектора $|\Psi'\rangle$ в том же базисе: $c_i' = \sum_j F_{ij} c_j$.

Соответственно, сопряжённый вектор $\langle\Psi'|$ в заданном базисе записывается в виде строки:

$$\langle\Psi'| = \left(c_1'^{\,*}, c_2'^{\,*}, \cdots\right), \tag{9}$$

так что скалярное произведение

$$\langle\Psi'|\Psi\rangle = \sum c_1'^{\,*} c_i \tag{10}$$

вычисляется по правилам матричного умножения и в случае равенства $|\Psi'\rangle$ и $|\Psi\rangle$ приводит к условию нормировки (6).

Если в качестве базисных векторов состояния выбрать ортонормированный базис единичных векторов

$$|i\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \vdots \\ 0 \\ 1_i \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix}, \qquad (11)$$

то любой линейный оператор $\hat{F}$ в этом базисе может быть представлен в виде

$$\hat{F} = \sum_{i,j} |i\rangle\langle j|, \qquad (12)$$

используя правила матричного умножения для (11), легко убедиться, что (12) является матрицей с матричными элементами F_{ij}:

$$\sum_{i,j}^{N} F_{ij}|i\rangle\langle j| = \begin{pmatrix} F_{11} & F_{12} & \cdots & F_{1N} \\ F_{21} & F_{22} & \cdots & F_{2N} \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ F_{N1} & F_{N2} & \cdots & F_{NN} \end{pmatrix}. \qquad (13)$$

В квантовой механике состояние системы определяется заданием совокупности физических величин, характеризующих систему – так называемого полного набора.

Любой вектор состояния системы $|\Psi\rangle$ может быть представлен в виде разложения по состояниям $|\lambda\rangle$ выбранного нами полного набора, где λ – совокупность собственных значений величин, входящих в этот полный набор. Если μ – совокупность собственных значений величин, составляющих другой полный набор, выбранный для описания той же самой физической системы, то в этом новом представлении

$$|\Psi\rangle = \sum_{\mu} b(\mu)|\mu\rangle, \quad b(\mu) = \langle\mu|\Psi\rangle, \qquad (14)$$

коэффициенты $b(\mu)$ удовлетворяют условию (6), т.е. $|b(\mu)|^2$ равны вероятности обнаружить систему в состоянии μ. Таким образом, коэффициенты $b(\mu)$ имеют смысл волновой функции системы в представлении μ, которые связаны с волновой функцией $c(\lambda)$ в представлении λ соотношением

$$b(\mu) = \sum_{\lambda} \langle \mu | \lambda \rangle \, c_{\lambda}. \tag{15}$$

4. Квантовая механика релятивистской частицы

Применим изложенную общую схему квантовой механики для описания релятивистской квантовой частицы и в качестве примера получим уравнение, которое при пространственно-временном описании соответствует одномерному уравнению Дирака. С этой целью рассмотрим одномерную дискретную регулярную решетку.

При описании состояний частицы в цепочке будем исходить из гамильтониана

$$\widehat{H} = \sum_{i,j} \nu_{i,j} \, |i\rangle\langle j|, \tag{16}$$

где матричные элементы ν_{ij} не зависят от времени.

Уравнение Шрёдингера для волновой функции частицы $|\Psi\rangle$ имеет вид

$$i \frac{\partial}{\partial t} |\Psi\rangle = \widehat{H} |\Psi\rangle. \tag{17}$$

Волновую функцию стационарного состояния, для которого вероятность найти частицу на каком-либо сайте цепочки не зависит от времени, будем искать в виде

$$|\Psi(t)\rangle = e^{-iWt} |\Phi\rangle, \tag{18}$$

где волновая функция $|\Phi\rangle$ не зависит от времени, постоянную Планка $\hbar$ мы полагаем равной 1.

Подстановка (18) в (17) приводит к уравнению для определения собственных значений энергии частицы W:

$$W|\Phi\rangle = \widehat{H}|\Phi\rangle. \tag{19}$$

Обозначим через W_k энергию k-го состояния частицы, отвечающую волновой функции $|\Phi_k\rangle$, которую будем искать в виде

$$|\Phi_k\rangle = \sum_n R_{nk}\,|n\rangle, \tag{20}$$

где суммирование производится по всем сайтам цепочки. Для гамильтониана (16) уравнение на собственные значения (19) с волновой функцией (20) примет вид

$$W_k R_{nk} = \sum_{n'} \nu_{nn'}\,R_{n'k}. \tag{21}$$

Рассмотрим случай, когда матричные элементы $\nu_{nn'}$ отличны от нуля, только если $n' = n-1, n, n+1$. В этом случае из (21) получим

$$W_k R_{nk} = \nu_n R_{nk} + \nu_{n,n+1} R_{n+1,k} + \nu_{n,n-1} R_{n-1,k}. \tag{22}$$

Будем искать решение уравнения (22) в виде

$$R_{nk} = C\exp(ikn). \tag{23}$$

Будем считать в уравнении на собственные значения (22), полагая для чётных и нечётных сайтов цепочки:

$$n = 2j:\;\; \nu_{n,n} = \nu_{2j,2j} = -m_0,\;\; \nu_{n,n+1} = \nu_{2j,2j+1} = \nu, \tag{24}$$

$$\nu_{n,n-1} = \nu_{2j,2j-1} = -\nu$$

$$n = 2j+1:\ \ \nu_{2j+1,2j+1} = m_0,\ \ \nu_{n,n+1} = \nu_{2j+1,2j+2} = -\nu,$$

$$\nu_{n,n-1} = \nu_{2j,2j-1} = \nu, \quad j = 0, \pm 1, \pm 2, \dots .$$

В результате из (24) получим:

$$W_k R_{2j,k} = -m_0 R_{2j,k} + \nu R_{2j+1,k} - \nu R_{2j-1,k}, \tag{25}$$
$$W_k R_{2j+1,k} = m_0 R_{2j+1,k} - \nu R_{2j+2,k} + \nu R_{2j,k}.$$

Будем искать решения системы уравнений (25) в виде

$$R_{2j+1,k} = u_2 \exp[ik(2j+1)], \tag{26}$$
$$R_{2j,k} = u_1 \exp[ik2j].$$

Подстановка (26) в (25) приводит к уравнениям

$$(W_k + m_0)u_1 = \nu\left(e^{ik} - e^{-ik}\right)u_2, \tag{27}$$
$$(W_k - m_0)u_2 = \nu\left(e^{-ik} - e^{ik}\right)u_1.$$

Отсюда для спектра получим выражение

$$W_k = \pm\sqrt{m_0^2 + 4\nu^2 \sin^2 k}. \tag{28}$$

Для безмассовой частицы $m_0 = 0$ и малых k спектр (28) должен соответствовать энергии фотона. Таким образом, из (28) следует, что для этого должно быть -2$\nu = c$, где c – скорость света.

В размерных единицах $2|\nu| = \hbar c/a$, где $\hbar$ – постоянная Планка, a – постоянная решётки. При $a \to 0$ из (28) вытекает релятивистское выражение для энергии частицы

$$W_k = \pm\sqrt{m_0^2 c^4 + \hbar^2 k^2 c^2}\,, \tag{29}$$

которое не зависит от величины a. Таким образом, в размерном виде динамическое уравнение Дирака, соответствующее (25), примет вид

$$i\hbar \frac{\partial R_{2j}}{\partial t} = -m_0 c^2 R_{2j} + \frac{\hbar c}{2a} R_{2j+1} - \frac{\hbar c}{2a} R_{2j-1}, \tag{30}$$
$$i\hbar \frac{\partial R_{2j+1}}{\partial t} = m_0 c^2 R_{2j+1} - \frac{\hbar c}{2a} R_{2j+2} + \frac{\hbar c}{2a} R_{2j}.$$

Чтобы привести уравнение Дирака к привычному при пространственном описании виду, обозначим

$$R_{2j+1,k} = R_k^{(1)}(j)\,, \tag{31}$$
$$R_{2j,k} = R_k^{(2)}(j).$$

Будем считать $R_k^{(1)}(j)$ и $R_k^{(2)}(j)$ плавными функциями j. Уравнения (30) при этом примут вид

$$W_k R_k^{(1)}(j) = m_0 R_k^{(1)}(j) - 2\nu \frac{d}{dj} R_k^{(2)}(j), \tag{32}$$
$$W_k R_k^{(2)}(j) = -m_0 R_k^{(2)}(j) + 2\nu \frac{d}{dj} R_k^{(1)}(j),$$

или, вводя матрицы Паули

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad R = \begin{pmatrix} R^{(1)} \\ R^{(2)} \end{pmatrix}, \tag{33}$$

из (32) получим

$$WR = \sigma_3 R + 2\nu \frac{d}{dx} i\sigma_2 R. \tag{34}$$

В размерном виде временное 1D-уравнение Дирака имеет вид

$$i\hbar \frac{\partial R}{\partial t} = m_0 c^2 \sigma_3 R + ic\hbar\sigma_2 \frac{dR}{dx}, \tag{35}$$

где $x = ja$, функция R удовлетворяет условию нормировки. Отметим, что в зависимости от выбора матричных элементов (24) при условии ее эрмитовости существуют различные формы записи одномерного уравнения Дирака.

В интерпретации Дирака отрицательные энергии соответствуют заполненному электронами ненаблюдаемому “морю Дирака”, на фоне которого происходит описание частиц с положительной энергией. В отличие от интерпретации Дирака при конечной величине постоянной решетки a энергия частицы (28) ограничена сверху и снизу и представляет собой две зоны непрерывных энергий, разделенных энергетической щелью, минимальная величина которой равна $2m_0$.

Здесь имеется полная аналогия с собственными полупроводниками, у которых нижняя зона представляет собой полностью заполненную валентную зону, а верхняя – свободную зону проводимости. Минимальная энергия, необходимая, чтобы перевести частицу из валентной зоны в зону проводимости, при этом равна $2m_0$.

5. Операторы координаты, скорости, импульса

В качестве примера приведем выражения для операторов координаты, скорости и импульса частицы в дискретной квантовой механике.

Вводя оператор координаты $\hat{x}$

$$\hat{x} = \sum_n n|n\rangle\langle n|, \tag{36}$$

найдём оператор скорости $\hat{V}$ из квантовомеханического соотношения для коммутатора:

$$i\hat{V} = [\hat{x}, \hat{H}] = \hat{x}\hat{H} - \hat{H}\hat{x}. \tag{37}$$

Подставляя (36) и (16) в (37), для оператора скорости получим:

$$\hat{V} = i\sum_{n,m} v_{n,m}(m-n)|n\rangle\langle m| \,. \tag{38}$$

Таким образом, оператор скорости определяется недиагональными элементами матрицы $v_{n,m}$ и в случае, когда $v_{n,m}$ отличны от нуля только между соседними сайтами, то есть в приближении ближайших соседей, из (38) получим

$$\hat{V} = i\sum_n \big(v_{n,n+1}|n\rangle\langle n+1| - v_{n,n-1}|n\rangle\langle n-1|\big). \tag{39}$$

Оператор импульса $\hat{P}$ следовало бы определить из коммутационных соотношений

$$[\hat{P}, \hat{x}] = \hat{P}\hat{x} - \hat{x}\hat{P} = -i\hbar\hat{I} \,, \tag{40}$$

где $\hat{I}$ – единичная матрица, оператор $\hat{x}$ определяется выражением (36). В конечномерном случае, однако, невозможно построить оператор импульса, удовлетворяющий коммутационным соотношениям (40). Это связано с тем, что матрицы A и B конечного ранга обладают свойством SpAB=SpBA и, стало быть, шпур, взятый от левой части равенства (40), равен нулю, а справа шпур от единичной матрицы равен размерности конечномерного пространства. При переходе к континуальному пределу, однако, то есть для матриц бесконечного ранга, такой оператор можно ввести. Легко проверить, что он имеет вид

$$\hat{P} = -i\hbar \sum_n \frac{\partial}{\partial x} |n\rangle\langle n| \, . \tag{41}$$

В безразмерных переменных собственным значением такого оператора будет волновое число k, в то время как для оператора скорости в конечномерном гильбертовым пространстве собственным значением оператора скорости будет величина $|v| = 2\nu \sin k$. В размерных единицах это соответствует $|v| = c \sin k$, откуда следует, что скорость света при переходе к пространственному описанию является предельной скоростью.

6. Задача двух тел и энионы

Как в классической, так и в квантовой релятивистской механике задача даже двух тел не решается, поскольку в континуальном пространстве релятивистскую задачу двух тел невозможно свести к одночастичной задаче. Это связано с тем, что если использовать специальную теорию относительности и ввести для одной из частиц понятие времени, то становится непонятным, как ввести время для второй частицы и написать соответствующие динамические уравнения. В случае дискретного пространства это сделать довольно легко. Выбирая волновую функцию двух частиц в виде

$$|\Psi\rangle = \sum\nolimits_{i,j} \Psi_{i,j} |0, \ldots, 1_i, 0, \ldots 1_j, 0, \ldots\rangle,$$

для коэффициентов $\Psi_{i,j}$ получим

$$v(\Delta\Psi)_{ij} + v_{ij}\Psi_{ij} = \sqrt{-1}\partial\Psi_{ij}/\partial t,$$

где v_{ij} – взаимодействия частиц, находящихся на сайтах i и j, $(\Delta\Psi_{ij})$ – дискретный оператор Лапласа:

$$(\Delta\Psi_{ij}) = \Psi_{i-1,j} + \Psi_{i+1,j} + \Psi_{i,j-1} + \Psi_{i,j+1}.$$

Соответственно, вероятность нахождения частиц в точке i определяется выражением $P_i(t) = \sum_j \left|\Psi_{ij}(t)\right|^2$.

Таким образом, задача двух тел в $1d$ в решётке становится эквивалентной задаче одного тела в $2d$-решётке

В рассматриваемом случае $1d$ понятие спина частицы отсутствует. Понятие фермионов и бозонов сохраняется и в $1d$. В задаче двух тел предел $v_{ii} = \infty$ соответствует фермионам, а предел $v_{ii} = 0$ – бозонам.

Конечные значения v_{ii} соответствуют энионам, не наблюдавшимся в мире элементарных частиц, но имеющим смысл в физике конденсированного состояния посредством введения энионного фазового множителя в перестановочные соотношения:

$$|n, m\rangle = e^{i\theta}|m, n\rangle,$$

где $\theta = \pi$ соответствует статистике Ферми-Дирака, а $\theta = 2\pi$ – статистике Бозе-Эйнштейна.

7. Обсуждение

Вопросы о парадоксе ЭПР, сверхсветовом туннелировании и редукции волновой функции в действительности являются вопросами одного плана. Для их непротиворечивого описания в рассматриваемом подходе предполагается использовать дискретное пространство. Такой подход с использованием моделей Холстейна, Хаббарда, Су-Шриффера-Хигера и других давно применяется в физике конденсированных сред.

Экспериментальной проверкой дискретной природы пространства могут быть космологические наблюдения. Вследствие зависимости скорости света от зернистости пространства ее величина для фотонов разных энергий будет разной. Это следует из того, что, согласно (28), при $m_0 = 0$ групповая скорость фотона $v = c\cos ka$, то есть убывает при увеличении его энергии.

В земных условиях непосредственное подтверждение возможности сверхсветовой скорости можно получить в туннельных экспериментах, если слева от туннельного барьера создать большую концентрацию частиц, из которых хотя бы одна будет зафиксирована справа от барьера за время, меньшее времени прохождения светом области, занимаемой барьером.

Рассмотренный подход приводит к многочисленным новым эффектам, которые, по-видимому, никогда не обсуждались в литературе. Так, например, в силу конечности величины возможной энергии частицы, определяемой (28), возможно наблюдение такого явления, как блоховские осцилляции элементарных частиц в сверхсильных электрических полях с частотой $w = eEa$, где E – напряженность электрического поля. Наличие таких осцилляций приводит к возможности излучения электромагнитных волн сверхнизкой частоты. Это излучение может наблюдаться в столкновительных экспериментах элементарных частиц, например протонов, напряженность электрического поля внутри которых в миллионы раз превышает внутриатомные.

Мотивацией написания данной статьи являлось интенсивное развитие такой отрасли, как квантовые компьютеры и квантовые вычисления. Обычно считается, что любая теория является приближённой, поскольку точная теория должна быть релятивистской. Это, однако, не относится к квантовым компьютерам, в основе работы которых лежат свойства запутанных состояний. Учёт релятивистских поправок в теории квантовых вычислений привёл бы к невозможности проведения таких вычислений. Релятивистские поправки приводили бы к быстрому накоплению вычислительных ошибок, обусловленных декогеренцией, связанной с применением СТО. Точные границы применимости СТО указать так же сложно, как и определить величину фундаментальной длины дискретного пространства. Грубо говоря, границы применимости СТО можно определить так: если применение СТО приводит к парадоксам, следует использовать дискретное пространство и квантовомеханическое описание.

Одной из актуальных проблем физики является квантовомеханическое обобщение СТО на гравитацию, которая в классическом случае описывается общей теорией относительности. Такое обобщение на случай квантовой механики, по-видимому, может быть связано с дальнейшим отказом от используемых постулатов, например от трансляционной инвариантности дискретного пространства. Экспериментальным подтверждением дискретной природы гравитационного поля являлось бы наблюдение электромагнитного излучения элементарных частиц в сильном гравитационным поле. В силу дискретности пространства эта частота будет равна блоховской частоте $w =$

$m_0 G a$, где G – напряжённость гравитационного поля, которое может достигать планковских величин вблизи сингулярностей.

Настоящую заметку можно бесконечно расширять за счёт изысканного математического формализма и глубоких философских размышлений о природе пространства и времени. Это мы оставляем желающим погрузиться в затронутую тематику. В изложенном материале совсем отсутствует литература и ссылки на неё. Это сделано по причине бесчисленного числа публикаций по рассмотренным вопросам, которые легко найти в интернете. Список литературы при этом представлял бы собой многотомное сооружение, заведомо делая такую затею бессмысленной.