

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

95-196

P4-95-196

В.К.Игнатович

ВОЗМОЖНОЕ ОБЪЯСНЕНИЕ АНОМАЛИИ
УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ
И ВЫТЕКАЮЩИЕ ИЗ НЕГО СЛЕДСТВИЯ

Направлено в журнал «Ядерная физика»

1995

1 Введение

Настоящее исследование является попыткой разрешить проблему ультрахолодных нейтронов (УХН). Эта проблема связана с хранением УХН в замкнутых ловушках и состоит в том, что потери при столкновении УХН со стенками ловушки могут значительно превосходить предсказание теории. Поясним это явление несколько подробнее.

Во время хранения в сосуде нейтроны многократно соударяются с его стенками и почти полностью отражаются от них. Вероятность потерь при одном соударении для наилучших в этом отношении ловушек (см. [1]) составляет величину порядка $3 \cdot 10^{-5}$, которая хотя и мала, но все же на два порядка превосходит теоретическое значение.

Хранение нейтронов в ловушках возможно потому, что многие материалы для нейтронов представляют собой потенциальную ступеньку высоты

$$U = (\hbar^2/2m)u_0, \quad \text{где } u_0 = 4\pi N_0 b,$$

m — масса нейтрона (в дальнейшем множитель \hbar^2/m мы будем опускать), N_0 — число ядер в единице объема вещества, а b — когерентная длина рассеяния нейтрона на ядрах. Высота ступеньки U различна для разных веществ, но имеет величину порядка 10^{-7} эВ. Нейтроны с энергией $E < U$, называемые ультрахолодными, полностью отражаются от стенки с таким потенциалом при любых углах падения и потому не могут выйти из закрытого сосуда.

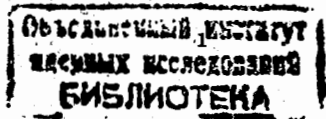
Вернее, они полностью бы отражались, если бы амплитуда b была чисто действительной. На самом же деле она содержит мнимую часть: $b = b' - ib''$, где $b'' = \sigma_l/2\lambda$, λ — длина волны нейтрона, а σ_l представляет собой сечение, которое и характеризует потери УХН при одном соударении со стенкой.

Потери связаны с двумя факторами: поглощением нейтронов ядрами и неупругим рассеянием с нагреванием нейтронов (нагретые нейтроны имеют энергию выше U и свободно вылетают сквозь стенки ловушки). Поэтому сечение σ_l можно записать в виде суммы:

$$\sigma_l = \sigma_a + \sigma_i,$$

где σ_a есть сечение поглощения, а σ_i — сечение неупругого рассеяния. Эти сечения оба приводят к потерям, но отличаются тем, что σ_i зависит от температуры, и охлаждением вещества его можно исключить.

Эксперименты [1] свидетельствуют о том, что отношение $\sigma_l^{\text{obs}}/\sigma_l^{\text{th}}$ наблюдаемого и теоретического сечений потерь достигает величины порядка 100. При этом, однако, часть наблюдаемого сечения, которая



зависит от температуры, σ_i^{obs} , хорошо согласуется с теоретическим сечением неупругого рассеяния σ_i^{th} и по величине, и по характеру температурной зависимости.

Таковы экспериментальные факты. Перечислим теперь все мыслимые в настоящий момент факторы, которые могут привести к увеличению коэффициента потерь [2].

1. Поглощающие примеси на поверхности. Эта возможность отвергается тем обстоятельством, что покрытие поверхности слабо поглощающими веществами, например кислородом, как это было сделано в эксперименте [1], не приводит к уменьшению аномалии.
2. Утечка нейтронов в щели ловушки. В эксперименте [1] щелей не было.
3. Низкоэнергетическое нагревание на звуковых колебаниях стенок ловушки. Этот фактор пока еще до конца не исследован. Но оценки показывают [2], что для существенного вклада акустических колебаний в процесс вывода УХН из ловушки звуковые колебания должны производить значительный шум в ближайшем окружении. В эксперименте этого не наблюдалось.
4. Примесь водорода или водородосодержащих соединений. Эта возможность отвергается тем обстоятельством, что водород приводит к значительному увеличению неупругого рассеяния. Эксперимент же показывает, что неупругая часть сечения потерь хорошо объясняется тепловыми колебаниями атомов основного вещества без примесей.
5. Шероховатости на поверхности. Этот фактор может в целом привести к увеличению площади поверхности стенки, что эквивалентно увеличению сечения потерь. Однако при этом должны пропорционально увеличиваться и поглощающая, и неупругая части сечения, что не соответствует результатам эксперимента [1].
6. Кластерная структура вещества. Этот фактор, однако, приводит к увеличению только неупругой части сечения рассеяния, что противоречит результатам эксперимента [1].

Таким образом, ни один из перечисленных факторов не дает удовлетворительного объяснения результатов эксперимента. В данной работе сделана попытка объяснения этих результатов путем пересмотра некоторых фундаментальных принципов квантовой механики, суть которого поясняется в следующем пункте.

В разделе 3 обсуждаются некоторые доктрины квантовой механики, такие как соотношение неопределенности и копенгагенская интерпретация. В разделе 4 делаются предсказания эффектов, которые следуют из принятого здесь объяснения аномалии УХН и которые могут быть проверены в других экспериментах. В разделе 5 рассмотрены трудности, возникающие в связи с данным подходом и возможные пути их преодоления.

2 Отражение от барьера

Чтобы пояснить смысл предлагаемого подхода, рассмотрим обычную задачу квантовой механики: отражение частицы от одномерного потенциального барьера. Частица описывается плоской волной $\psi = \exp(ikx)$, падающей на барьер слева. Амплитуда падающей волны равна единице, что соответствует одной частице. Присутствие барьера приводит к отражению частицы с амплитудой R и к пропусканию ее с амплитудой T . Так что отраженная и прошедшая частицы описываются волновыми функциями $\psi_r = R \exp(-ikx)$, $\psi_t = T \exp(ik[x-d])$ соответственно, где d — ширина барьера. Однако из двух детекторов, помещенных справа и слева от барьера, только один зарегистрирует частицу, т.е. частица барьером не делится на части.

Каким образом частица с вероятностью $|R|^2$ целиком оказывается в отраженной с вероятностью $|T|^2$ или целиком — в прошедшей волне, квантовая механика не описывает.

Возникает вопрос, почему частица должна описываться плоской волной? Может ли она описываться пакетом? Квантовая механика этого не запрещает. Но описание отражения и прохождения потенциального барьера волновым пакетом уже содержит неопределенность, которая свидетельствует о неполноте квантовой механики еще до парадокса Эйнштейна—Подольского—Розена и неравенств Белла.

Процедура вычисления вероятностей отражения и прохождения потенциального барьера для пакета состоит в том, что волновой пакет разлагается по плоским волнам:

$$\psi(x, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} dk \Psi(k) \exp(ikx - i\omega t),$$

и задача рассеяния решается для каждой фурье-компоненты отдельно, т.е. находятся амплитуды $R(k)$ и $T(k)$ для каждой из плоских волн.

Дальше возникает неопределенность: как считать вероятности отражения и прохождения? По одной версии

$$|R|^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} dk |\Psi(k)R(k)|^2, \quad |T|^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} dk |\Psi(k)T(k)|^2 \quad (1)$$

при условии, что

$$\int_{-\infty}^{+\infty} dk |\Psi(k)|^2 = 1,$$

т.е. имеется всего одна падающая частица.

По другой версии

$$|R|^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} dk k |\Psi(k)R(k)|^2, \quad |T|^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} dk k |\Psi(k)T(k)|^2 \quad (2)$$

при условии, что

$$\int_{-\infty}^{+\infty} k dk |\Psi(k)|^2 = 1, \quad (3)$$

т.е. поток первичных частиц равен единице.

Выражения (1) и (2) приводят, вообще говоря, к разным результатам. В первом случае пакет можно рассматривать как описание пучка независимых частиц, а не отдельной частицы; второй же способ более предпочтителен, если пакет описывает действительно одну единственную частицу. Мы будем придерживаться второго способа.

И снова частица будет обнаружена только с одной стороны барьера, но как это ей удастся — квантовая механика не описывает. Однако, если в случае плоской волны волновая функция слева и справа имеет такой же вид, что у падающей частицы, то в случае пакета это уже не так. Процесс рассеяния деформирует волновой пакет. Это означает, что частица даже в пустом пространстве может описываться самыми различными волновыми функциями, т.е. волновая функция к частице как таковой никакого отношения не имеет.

Мы примем гипотезу, что это не так и что каждой частице в пустом пространстве отвечает одна и та же волновая функция. Вероятности отражения от барьера и прохождения через него вычисляются в соответствии с выражениями (2), но волновой пакет рассеянной частицы должен полностью восстанавливаться. Как это происходит, теория в настоящий момент не описывает, аналогично тому, как квантовая механика не описывает, с какой же стороны барьера окажется каждая конкретная частица.

Такая постановка не должна привести к противоречию с квантовой механикой, поскольку для нее все волновые функции хороши, но она

приводит к некоторым экспериментально наблюдаемым следствиям, которые квантовая механика не предсказывает, но и не запрещает.

Примем, что частица описывается имманентно присущим ей волновым пакетом, и попытаемся сконструировать такой пакет, чтобы с его помощью можно было объяснить аномалию УХН. Объяснение будет состоять в том, что пакет содержит фурье-компоненты с энергиями выше барьера и за счет этих компонент коэффициент отражения всегда меньше единицы.

Прежде всего отметим, что пакет этот не должен расплываться. Иначе волновая функция будет меняться в пространстве и во времени, и мы придем к прежней ситуации, когда частица может описываться самыми разными волновыми функциями, т.е. они к ней не имеют никакого отношения.

Нерасплывающиеся пакеты рассматривались де Бройлем [3]. Один вид пакета можно получить следующим образом. Рассмотрим обычное уравнение Шредингера для свободной частицы:

$$(i\partial/\partial t + \Delta/2)\psi(r, t) = 0. \quad (4)$$

Здесь мы исключили множитель \hbar^2/m , при этом время t измеряется в единицах m/\hbar и имеет размерность см^2 . Возьмем стационарное сферически-симметричное решение этого уравнения:

$$\psi(r, t) = j_0(sr) \exp(-is^2 t/2), \quad (5)$$

где $j_0(sr)$ — сферическая функция Бесселя:

$$j_0(x) = \sin(x)/x,$$

а s — параметр, который находится в нашем распоряжении. Будем считать, что решение (5), представляющее собой стоячую сферически-симметричную волну, описывает одну нерасплывающуюся покоящуюся частицу.

Перейдем в систему отсчета, движущуюся в отрицательном направлении оси x со скоростью v . Для этого переобозначим координаты:

$$x = x' - vt \quad (6)$$

и волновую функцию

$$\psi(\mathbf{r}, t) = \exp(-iv\mathbf{r}' + iv^2 t/2)\psi'(\mathbf{r}', t), \quad (7)$$

где $\mathbf{r}' = (x', y, z)$, и подставим (6),(7) в (4). В результате получим уравнение для ψ' , имеющее в координатах \mathbf{r}' такой же вид, что и в координатах

r , т.е. в движущейся системе отсчета решением уравнения (4) является функция

$$\psi'(s, \mathbf{v}, \mathbf{r}', t) = \exp(i\mathbf{v}\mathbf{r}' - iv^2t/2)\psi(\mathbf{r}, t), \quad (8)$$

где слева выписаны все параметры, от которых она зависит.

Подставив вместо r его выражение согласно (6) и опустив штрих, получаем, что решением уравнения (4) является не только функция (5), но и функция

$$\psi(s, \mathbf{v}, \mathbf{r}, t) = j_0(s|\mathbf{r} - \mathbf{v}t|) \exp(i\mathbf{v}\mathbf{r} - i\omega t), \quad (9)$$

описывающая движение пакета (5) со скоростью \mathbf{v} . (Заметим, что в наших единицах скорость имеет размерность 1/см, совпадающую с размерностью волнового вектора.) Ширина пакета характеризуется параметром s , а его энергия

$$\omega = (v^2 + s^2)/2$$

состоит из двух частей. Одна ($v^2/2$) относится к кинетической, а другая ($s^2/2$) приходится на удержание пакета как целого, т.е. на удержание его от расплывания.

Полученный пакет ненормируем, но это не должно особенно смущать. Например, плоская волна тоже ненормируема, но при решении задач рассеяния это обстоятельство не мешает.

Чтобы проверить позволяет ли пакет (9) объяснить аномалию, рассмотрим его фурье-спектр. Фурье-разложение функции (9) имеет вид:

$$\psi(s, \mathbf{v}, \mathbf{r}, t) = \int \exp(ip[\mathbf{r} - \mathbf{v}t] + i\mathbf{v}\mathbf{r} - i\omega t) \delta(p^2 - s^2) d^3p/2\pi s, \quad (10)$$

или

$$\psi(s, \mathbf{v}, \mathbf{r}, t) = \int \exp(ip\mathbf{r} - ip^2t/2) \delta((\mathbf{p} - \mathbf{v})^2 - s^2) d^3p/2\pi s. \quad (11)$$

Отсюда следует, что спектр такого пакета в импульсном пространстве представляется в виде сферы радиуса s с центром в точке \mathbf{v} .

Спектр (11) показывает, что пакетом (9) объяснить аномалию УХН нельзя. Действительно, доля спектра, отвечающего за надбарьерное проникновение в вещество, должна быть малой величиной порядка 10^{-5} , иначе нельзя описать наблюдаемое на эксперименте почти полное отражение. Поэтому радиус s в спектре разложения (11) должен быть мал по сравнению с граничной скоростью $v_{\text{lim}} = \sqrt{u_0}$. Однако в этом случае нейтроны со скоростями $v < v_{\text{lim}} - s$ не будут содержать компонент для надбарьерного прохождения, и аномалия для них (а это большинство) остается необъясненной.

Объяснение становится возможным, если (10) заменить разложением

$$\psi(s, \mathbf{v}, \mathbf{r}, t) = c \int \exp[i\mathbf{p}(\mathbf{r} - \mathbf{v}t) + i\mathbf{v}\mathbf{r} - i\omega t] 4\pi d^3p / (2\pi)^3 (p^2 + s^2), \quad (12)$$

или

$$\psi(s, \mathbf{v}, \mathbf{r}, t) = c \int \frac{\exp[i\mathbf{p}\mathbf{r} - i(p^2 - |\mathbf{p} - \mathbf{v}|^2 - s^2)t/2]}{(|\mathbf{p} - \mathbf{v}|^2 + s^2)} \frac{4\pi d^3p}{(2\pi)^3}, \quad (13)$$

где c — произвольная константа, а $\omega = (v^2 - s^2)/2$.

Интеграл Фурье (12) представляет собой функцию

$$\psi(s, \mathbf{v}, \mathbf{r}, t) = c \exp(i\mathbf{v}\mathbf{r} - i\omega t) \exp(-s|\mathbf{r} - \mathbf{v}t|)/|\mathbf{r} - \mathbf{v}t|. \quad (14)$$

Эта функция нормируема, так что c можно считать нормировочным множителем.

Подставим (14) в уравнение (4). Получим

$$(i\partial/\partial t + \Delta/2)\psi(\mathbf{r}, t) = -2\pi C(t)\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}(t)), \quad (15)$$

где $\mathbf{r}(t) = \mathbf{r}_0 + \mathbf{v}t$ — координаты частицы, движущейся со скоростью \mathbf{v} , а

$$C(t) = c \exp(i[v^2 + s^2]t/2).$$

Это означает, что волновой пакет (14) удовлетворяет однородному уравнению Шредингера почти во всех (кроме одной) точках пространства. Однако все же отличие от однородного уравнения имеет место, и мы примем гипотезу, что именно уравнение (15) является основным в квантовой механике, а не однородное уравнение Шредингера. Некоторые следствия этой гипотезы будут рассмотрены позже.

Нормировку можно определить следующим образом:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} d^2r_{\parallel} dt v_{\perp} |\psi(s, \mathbf{v}, \mathbf{r}, t)|^2 = 1, \quad (16)$$

где r_{\parallel} — координаты, параллельные произвольной плоскости, а v_{\perp} — компонента скорости, перпендикулярная этой же плоскости. Такая нормировка означает, что за бесконечный интервал времени через любую выбранную плоскость пролетает одна частица.

Условие нормировки можно выбрать и в ином виде:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |\psi(s, \mathbf{v}, \mathbf{r}, t)|^2 d^3r = 1.$$

Такая нормировка означает, что во всем пространстве имеется одна единственная частица.

Естественно, что оба условия нормировки эквивалентны и приводят к одному и тому же значению $c = \sqrt{s/2\pi}$.

Нетрудно убедиться, что если нормировать на единичный поток в соответствии с (3), то выражение (13) приводит к потоку

$$J = \frac{(4\pi c)^2}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(p+v)_\perp d^3 p}{(p^2 + s^2)^2} = 2\pi c^2 v_\perp / s.$$

Условие (3) приводит к нормировочной постоянной $c = \sqrt{s/2\pi v_\perp}$. Интересно отметить, что все три условия нормировки приводят к одному и тому же коэффициенту отражения и прохождения. Нас будет интересно коэффициент надбарьерного прохождения, и мы его теперь вычислим.

Покажем, что функция (14) позволяет решить проблему аномалии, поскольку в ее спектре (12) всегда есть компоненты с энергией выше барьера. Для этого оценим величину надбарьерного проникновения нейтрона в вещество.

Вероятность проникновения W согласно представлению (13) дается выражением

$$W = \frac{(4\pi c)^2}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{\infty} \theta(|p_\perp| > v_{\text{lim}}) \frac{[1 - |R(p_\perp)|^2]}{[(p-v)^2 + s^2]^2} \frac{p_\perp \sqrt{p_\perp^2 - u}}{|p_\perp|} d^3 p, \quad (17)$$

где θ -функция равна единице при выполнении неравенства, указанного в ее аргументе, или нулю в противоположном случае,

$$R(p_\perp) = \frac{|p_\perp| - \sqrt{p_\perp^2 - u}}{|p_\perp| + \sqrt{p_\perp^2 - u}}$$

— амплитуда отражения плоской волны с импульсом p , u — потенциал стенки, p_\perp — нормальная к стенке компонента вектора p .

Выражение (17) можно также представить в виде

$$W = \frac{(4\pi c)^2}{(2\pi)^3} \int_0^{\infty} \theta(|p_\perp| > v_{\text{lim}}) \frac{4p_\perp(p_\perp^2 - u)}{(p_\perp + \sqrt{p_\perp^2 - u})^2} \times \\ \times \left[\frac{1}{[(p-v)^2 + s^2]^2} - \frac{1}{[(p+v)^2 + s^2]^2} \right] d^3 p. \quad (18)$$

Проинтегрировав по компонентам p_\parallel , параллельным поверхности раздела, получим интеграл

$$W = \frac{16s'}{\pi} \int_1^{\infty} \frac{x^2(x^2 - 1)}{(x + \sqrt{x^2 - 1})^2} \left[\frac{1}{[(x-y)^2 + s'^2][(x+y)^2 + s'^2]} \right] dx, \quad (19)$$

где $x = p_\perp/v_{\text{lim}}$, $y = v_\perp/v_{\text{lim}}$, $s' = s/v_{\text{lim}}$.

При малых v пренебрежем y и s' под интегралом. В результате получим

$$W = \frac{16s}{\pi v_{\text{lim}}} \int_1^{\infty} \frac{(x^2 - 1)}{x^2(x + \sqrt{x^2 - 1})^2} dx \approx \frac{s}{v_{\text{lim}}}. \quad (20)$$

Сопоставляя полученное значение с коэффициентом потерь УХН [2]

$$\mu = 2\eta v/v_{\text{lim}} \equiv W,$$

где η — приведенный наблюдаемый аномальный коэффициент потерь $\eta \approx 3 \cdot 10^{-5}$ [1], находим

$$s = 2\eta v \approx 6v \cdot 10^{-5}.$$

Эту величину можно принять за оценку скрытого параметра s .

Заметим, что равенство $r(t) = r_0 + vt$ в (15) справедливо только для свободного движения, и, чтобы быть последовательным, необходимо при наличии потенциала $V(r)$ решать уравнение

$$(i\partial/\partial t + \Delta/2 - V(r))\psi(r, t) = -2\pi C(t)\delta(r - r(t)), \quad (21)$$

где $r(t)$ представляют собой координаты точечной частицы, которые являются решением гамильтоновых уравнений в потенциале, конструируемом из $V(r)$ и $\psi(r, t)$. Что из себя представляет эта конструкция, пока неясно. Но ясно одно, что в такой схеме функция $\psi(r, t)$ представляет собой не амплитуду вероятности, а некое поле, аналогичное кулоновскому полю заряда, определяющее взаимодействие частицы с окружающими объектами. При этом вероятность захвата частицы детектором, расположенным в точке r , определяется интенсивностью взаимодействия детектора с частицей, и, чтобы не сильно удалиться от существующих канонов, эту интенсивность взаимодействия нужно принять пропорциональной $|\psi(r)|^2$.

3 Две доктрины квантовой механики

В неутраченной дискуссии об основах квантовой механики [4, 5] прослеживаются два мнения: согласно одному — квантовая механика не полна, согласно же другому она представляет собой полную и логически непротиворечивую теорию. Автор придерживается первого мнения и уже приводил выше один из аргументов в защиту своей позиции, а опыт работы с вышеприведенными пакетами даст основание критически взглянуть на некоторые принципы квантовой механики. Ниже будут приведены аргументы в защиту следующих тезисов:

1. Соотношение неопределенности не имеет никакого отношения к сущности квантовой механики, хотя и полезно;
2. Наблюдение интерференции не запрещает частице иметь определенную траекторию.

3.1 Соотношение неопределенности

Утверждается, что одним из китов, на которых основана квантовая механика, является соотношение неопределенности, которое следует из некоммутативности операторов. Например, из коммутационного соотношения

$$[xp]_- = i\hbar \quad (22)$$

вытекает соотношение неопределенности

$$(\Delta x)^2 (\Delta p)^2 \geq \hbar^2/4, \quad (23)$$

откуда якобы следует, что частица не может одновременно иметь точно определенное положение в пространстве и точно определенный импульс.

На самом же деле соотношение неопределенности 1) не имеет никакого отношения к существованию квантовой механики и 2) не запрещает частице иметь точно определенные положение и импульс одновременно.

Квантовую механику можно определить как математический аппарат для вычисления амплитуд рассеяния и уровней энергии связанных состояний. Этот аппарат имеет дело с функциями протяженными в пространстве. Для любой же протяженной функции $f(x)$ в пространстве x можно определить фурье-образ

$$F(k) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{ikx} \frac{dx}{2\pi}$$

в пространстве k , и между ширинами функции в пространствах x и k имеется соотношение, ставшее, благодаря квантовой механике, известным как соотношение неопределенностей. Таким образом, соотношение неопределенностей относится к квантовой механике только постольку, поскольку для ее вычислений требуются протяженные функции. Если отвлечься от константы \hbar , то соотношение неопределенности имеет место и в акустике, и в классической электродинамике, и в оптике, и в механике деформируемых сред.

Покажем теперь, что квантовая механика не запрещает частице иметь точно определенные положение и импульс одновременно.

Вопрос о положении и импульсе частицы это в первую очередь вопрос определения. И здесь не следует смешивать математическое определение и определение с помощью физических приборов. Последнее всегда содержит неопределенности, которые зависят и от размеров прибора, и от его взаимодействия с рассматриваемой частицей.

Нас здесь интересует математическое определение, поскольку в общепринятой доктрине квантовой механики речь идет именно о принципиальной невозможности математического одновременного определения координат и импульса частицы при сколь угодно совершенных физических приборах.

Наше утверждение состоит в следующем: соотношение (22) совершенно правильно, но положение (обозначим его X) и импульс (обозначим его P) частицы нельзя отождествлять с операторами x и $p = -i\hbar d/dx$. X и P можно определить различными способами. Например X можно определить как центр тяжести волновой функции, или как максимум модуля волновой функции, а P — как $m\dot{X}$, где \dot{X} — скорость точки X .

Неопределенность в определении точки X столь же естественна, как аналогичная неопределенность для классического неточечного объекта, например, футбольного мяча.

Покажем, что аналогичные вопросы определения положения и импульса свойственны и классической физике. Для примера возьмем классическую заряженную частицу. Если отбросить кулоновское поле, то положение частицы математически естественным образом определяется сколь угодно точно координатной точкой, в которой она находится, а физическое определение ограничивается только размером прибора.

Учтем теперь кулоновское поле. Присутствие поля придает частице протяженность, которая имманентно связана с частицей. Соответственно возникает и соотношение неопределенности. Однако оно не мешает однозначному определению положения частицы и ее импульса. Естественным математическим определением положения электрона является координатная точка, в которой поле имеет сингулярность. Движение сингулярности определяет скорость, а вместе с нею и импульс.

Физическое же определение в данном случае ограничено не только размерами прибора, но и его взаимодействием с электрическим полем электрона. Прибор регистрирует частицу тогда, когда взаимодействие с ней станет достаточно сильным. (Достаточно — характеристика прибора.) При этом положение частицы с физической точки зрения определяется распределением поля около нее. Кстати, силу взаимодей-

ствия двух зарядов можно считать пропорциональной $F = \phi^2$, если под ϕ принять величину $\phi = \sqrt{q_1 q_2} / r$, где $q_{1,2}$ — заряды взаимодействующих тел, а r — расстояние между ними.

Итак, окончательное утверждение состоит в следующем. Частица может иметь одновременно точно определенные и положение и импульс. Соотношение (22) представляет собой тривиальное следствие определения $p = -i\hbar d/dx$, а соотношение (23) справедливо для любой функции и ее фурье-образа независимо от того, имеет эта функция отношение к квантовой механике или нет. К квантовой механике в соотношениях (22), (23) относится только константа \hbar , но ее в данном случае можно рассматривать только как переопределение масштаба в фурье-пространстве.

Координата x и производная d/dx представляют собой некоторые операторы, а не положение частицы и ее импульс. Последние определяются в виде математического ожидания от указанных операторов. Однако такое определение справедливо только тогда, когда соответствующие интегралы сходятся. Если интегралы не сходятся, то требуется процедура регуляризации.

Для протяженных объектов положение и импульс частицы можно определять различным образом. Например, у частицы с волновым пакетом (9) положение можно определить по положению максимума ее волнового пакета, а импульс (при известной массе) — по скорости пакета как целого. При этом легко видеть, что и координата (т.е. положение) и импульс частицы могут быть одновременно определены со сколь угодно большой точностью.

Противоречит ли этот факт соотношениям (22) и (23)? Разумеется нет. Соотношения (22) и (23) истинны, но истина эта к существованию квантовой механики не имеет никакого отношения, также как к квантовой механике никакого отношения не имеет абсолютно истинное утверждение, что число $\sqrt{2}$ иррационально. Тем не менее, соотношения (22), (23) полезны, и использование их в квантовой механике (так же как использование $\sqrt{2}$) вполне целесообразно.

3.2 Копенгагенская интерпретация квантовой механики

Рассмотрим теперь вопрос о соотношении траектории и интерференции. Мы утверждаем, что квантовая механика не запрещает частице иметь строго определенную траекторию при одновременном наблюдении интерференции.

Для конкретности рассмотрим это утверждение только в одном ас-

пекте: исследуем дифракцию частицы на двух щелях. Согласно копенгагенской интерпретации бессмысленно обсуждать через какую щель прошла частица. Если наблюдается интерференция, то частица проходит сразу через обе щели. Мы утверждаем, что это не так, и можно математически точно определить через какую щель и даже через какую точку этой щели прошла частица.

Утверждение основано на том, что поведение частицы определяется свойствами ее волновой функции, которая является протяженным объектом, т.е. полем, и это поле может рассеиваться на окружающих объектах, что эквивалентно взаимодействию с ними. По этой причине интерференционная картина должна наблюдаться, даже если частица заведомо проходит через определенную щель, поскольку ее траектория определяется взаимодействием поля частицы с экраном и зависит от того, открыта вторая щель или нет. Подобная интерференция должна наблюдаться, например, для классической заряженной частицы с ее кулоновским полем.

Для нейтральной частицы, например для нейтрона, это взаимодействие можно проверить в двухщелевом эксперименте следующим образом. Перегородим сначала обе щели детекторами и настроим падающий пучок таким образом, чтобы скорость счета у одной щели превышала скорость счета у другой. Затем уберем детекторы и будем позиционно чувствительным детектором снимать интерференционную картину, регистрируя при этом, кроме распределения по координатам, также полную скорость счета. Затем закроем вторую щель и проведем такое же измерение. Измерив изменение интерференционной картины в зависимости от разницы скоростей счета у двух щелей, мы получаем возможность вычленить влияние второй щели на частицы, прошедшие через первую щель. Если такое влияние будет установлено, оно будет прямым свидетельством в пользу интерпретации волновой функции классическим полем. Заметим, что уменьшение скорости счета через одно из отверстий с помощью частичного поглотителя [6] искажает результат, так как частичный поглотитель влияет на функцию частицы, пролетающей через открытое отверстие.

Все вышесказанное относится к канонической квантовой механике. Переход к волновому пакету вида (14) никак не меняет вышеприведенных рассуждений. Более того, два определения положения частицы и ее импульса: 1) по максимуму волновой функции (в данном случае по точке сингулярности), и 2) как среднее от оператора координаты, — в данном случае приводят к одному и тому же значению.

4 Экспериментальные следствия

4.1 Температурная зависимость коэффициента потерь

Итак, предполагается, что аномальная величина коэффициента потерь объясняется надбарьерным прохождением частицы. Возникает вопрос, какова же дальнейшая судьба нейтрона, надбарьерно вошедшего в вещество? Очевидно, что никаких других каналов кроме поглощения, неупругого рассеяния и беспрепятственного выхода из вещества через границу раздела у нейтрона нет. Оценим теперь вероятность потерь при надбарьерном прохождении. Далее всюду речь пойдет о пакете вида (9).

4.1.1 Сечение потерь

Для оценки величины сечения потерь нейтрона внутри вещества будем предполагать стенку бесконечно толстой и однородной. Примем, что сечение потерь зависит от волнового вектора налетающей плоской волны по обычному закону $1/p'$, где $p' = \sqrt{p^2 - u}$ — волновой вектор внутри среды. Тогда его можно представить в виде $\sigma_l(p) = \sigma_l(k_T)k_T/p'$, где k_T — импульс теплового нейтрона. Усредним сечение по надбарьерной части спектра пакета, тогда получим

$$\frac{\langle \sigma_l \rangle}{\sigma_l(k_T)} = k_T \frac{(4\pi c)^2}{(2\pi)^3} \int \frac{4p_{\perp}(p_{\perp}^2 - u) \theta(|p_{\perp}| = v_{\text{lim}})}{\sqrt{p^2 - u}(p_{\perp} + \sqrt{p_{\perp}^2 - u})^2} \times \\ \times \left[\frac{1}{[(p - v)^2 + s^2]^2} - \frac{1}{[(p + v)^2 + s^2]^2} \right] d^3p, \quad (24)$$

или

$$\frac{\langle \sigma_l \rangle}{\sigma_l(k_T)} = \frac{(4\pi c)^2}{(2\pi)^3} \int \frac{4k_T' p_{\perp}(p_{\perp}^2 - 1)}{\sqrt{p^2 - 1}(p_{\perp} + \sqrt{p_{\perp}^2 - 1})^2} \times \\ \times \left[\frac{4pv' \theta(|p_{\perp}| = v_{\text{lim}})}{[(p - v')^2 + s'^2]^2 [(p + v')^2 + s'^2]^2} \right] d^3p, \quad (25)$$

где штрихом отмечены величины, нормированные на v_{lim} . Пренебрежем v и s в знаменателе под интегралом, в результате получим

$$\langle \sigma_l \rangle \approx \sigma_l(k_T)k_T/v_{\text{lim}}.$$

Таким образом, надбарьерное прохождение сопровождается поглощением и нагреванием нейтронов, причем длина их пробега в веществе определяется величиной $l_l = 1/N_0 \langle \sigma_l \rangle$, где N_0 — число ядер в единице объема.

Посмотрим к каким экспериментальным следствиям должен приводить такой подход. В эксперименте [1] материалом стенок служил бериллий. В тепловой области его сечение потерь составляет 8 мб [7], поэтому длина пробега за счет поглощения в веществе составляет $l_a = 1/N_0 \sigma_a \approx 1$ см.

При комнатной температуре сечение неупругого рассеяния в 30 раз больше σ_a , поэтому длина пробега за счет неупругого рассеяния $l_i = 1/N_0 \sigma_i \approx l_i$ составляет доли миллиметра. Это означает, что при комнатной температуре все надбарьерное прохождение заканчивается неупругим рассеянием. При понижении температуры неупругое рассеяние играет все меньшую роль, и надбарьерное проникновение заканчивается либо поглощением, либо выходом из ловушки, если стенки ее имеют толщину меньше l_a .

Если менять температуру и следить за изменением времени жизни нейтрона в ловушке и количеством нагретых нейтронов, то будет наблюдаться парадоксальное явление: при комнатной температуре весь коэффициент потерь, измеренный по времени хранения УХН, будет объясняться неупругим рассеянием. Отсюда, если не привлекать надбарьерного проникновения, напрашивается следствие, что все потери описываются неупругим сечением рассеяния. Поскольку вещество не может обеспечить нужную величину сечения, значит есть примесь водорода, и можно вычислить величину концентрации водорода.

При понижении температуры число нагретых нейтронов будет резко уменьшаться. Это, казалось бы, должно приводить к увеличению времени хранения, однако время хранения меняться почти не будет. Как можно объяснить такой факт? Рассчитанная концентрация водорода оказывается явно недостаточной, чтобы обеспечить поглощение той доли нейтронов, которая избавлена от неупругого рассеяния. Поэтому водород оказывается ни при чем.

4.1.2 Распределение нейтронов в веществе

При справедливости принятой выше гипотезы указанный экспериментальный результат имеет простое объяснение. При понижении температуры вероятность надбарьерного проникновения нейтронов в вещество не меняется, меняется только длина их пробега внутри вещества. Это обстоятельство, в принципе, можно заметить по выходу реакций, связанных с сечением захвата. Если в качестве стенки в камере хранения использовать слоистое вещество со слоями различных поглотителей, расположенных на разных глубинах и дающих характерное

гамма-излучение при захвате нейтрона, то при охлаждении вещества в реакции захвата станут участвовать все более глубокие слои, что можно заметить по изменению гамма-спектров.

Наконец, если толщина стенки достаточно мала, то при понижении температуры часть УХН может выйти из вещества через другую границу раздела и может быть зарегистрирована соответствующими счетчиками.

Если указанный механизм утечки УХН справедлив, то коэффициент потерь можно уменьшить, создавая искусственные неоднородности внутри вещества стенки. Тогда надбарьерное прохождение будет сопровождаться упругим рассеянием, и часть нейтронов будет возвращаться в сосуд за счет альбедного отражения, не углубляясь далеко внутрь вещества.

5 Трудности модели

Предлагаемая модель, конечно, далека от совершенства, и мы сразу укажем на трудности, на борьбу с которыми будут направлены последующие усилия.

1) Первое, что бросается в глаза, это кажущаяся невозможность связанного состояния. Пути преодоления этого недостатка более или менее просматриваются, и они связаны с радикальным изменением граничных условий. Как в квантовой механике связанное состояние не может быть описано плоской волной, но может быть описано их суперпозицией, так и здесь, возможно, придется пользоваться суперпозицией пакетов (9),(14).

2) Хотелось бы добиться такого описания процессов, при котором скорость частицы зависит от ее положения внутри потенциала. Для этого необходимо обеспечить взаимодействие корпускулярных и волновых параметров аналогично тому, как это сделано, например, в работе [8].

3) Аналогично [8] можно сформулировать и нелинейную систему уравнений [9], в которой волновая функция считается классическим полем частицы, и ее движение определяется взаимодействием этого поля (которое само зависит от движения) с окружающими объектами.

6 Заключение

Итак, предполагается, что аномалия УХН объясняется надбарьерным прохождением нейтрона, которое описывается имманентно присущей

ему волновой функцией в свободном пространстве. Предсказывается, что потери УХН в ловушках, измеряемые по нагретым нейтронам, резко зависят от температуры, а измеряемые по времени хранения, — почти не зависят от температуры. При низкой температуре и слабом поглощении должна наблюдаться проницаемость стенок, превышающая величину туннельного прохождения. Предлагается эксперимент по определению распределения УХН внутри стенок ловушки, в котором в глубине вещества стенки имплантируются поглотители с заданным распределением. Рассматриваются возможные пути совершенствования теоретической модели, не противоречащие существующей схеме квантовой механики, но дополняющие ее.

Исследования, результаты которых приведены в данной публикации, были возможны отчасти благодаря гранту J6P100 от Международного научного фонда и российского правительства. Автор благодарен О. и В.Ткаченко, Д.Лейстра, Ф.Селлери, А.Гаруччио, М.Баронс, Г.Каннелопулосу, Ю.Н.Покотиловскому, А.А.Тяпкину за лестный для автора интерес к его работам, а также И.Каррону за его бесценное внимание.

Литература

- [1] Алфименков В.П. и др. Письма в ЖЭТФ, 1992, т. 55, с. 92.
- [2] Ignatovich V.K. The Physics of Ultracold Neutrons. Oxford: Clarendon Press, 1990.
- [3] de Broglie L. Non-linear wave mechanics. A causal interpretation. Elsevier Publishing Company: Amsterdam /London /N.Y. /Princeton, 1960.
- [4] Джеммер М. Эволюция понятий квантовой механики. М: Наука, 1985г.
- [5] Selleri F. Quantum Paradoxes and Physical Reality. Kluwer Academic Publishers: Dordrecht/ Boston/ London, 1990.
- [6] H.Rauch a.o. Phys.Rev A46, 1992, p. 49.
- [7] Гуревич И.И. и Тарасов А.В. Физика нейтронов низких энергий. М: Наука, 1965, с. 232.
- [8] Billie Jack Dalton. Deterministic explanation of QM based on a New Trajectory-wave ordering interaction. North Star Press of St. Cloud inc., St. Cloud, Minesota, 1994.
- [9] V.K.Ignatovich. Classical interpretation of quantum mechanics. in: Frontiers of fundamental physics. Eds. M.Barone and F.Selleri. p. 493, Plenum Press, N.Y., 1994.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 апреля 1995 года.