

Комплексность волновой функции.

Для фотона вероятность его обнаружения пропорциональна интенсивности света, которая в свою очередь пропорциональна среднему квадрату напряженности световой волны. Другими словами напряженность ведет себя, как волна, а вероятность пропорциональна квадрату напряженности.

Аналогично, для электрона предполагают, что вероятность обнаружить электрон в данном месте пространства пропорциональна квадрату модуля волновой функции Ψ .

Пусть электрон находится в нижнем состоянии энергии E_1 с волновой функцией Ψ_1 . Тогда волна гармонически изменяется в каждой точке пространства с частотой $\omega_1 = \frac{E_1}{\hbar}$, то есть пропорциональна $\cos(\omega_1 t + \varphi_0)$. Квадрат модуля волны изменяется, как квадрат косинуса $\cos^2(\omega_1 t + \varphi_0) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos(2\omega_1 t + 2\varphi_0)$, и содержит колебания с удвоенной частотой $2\omega_1$. Плотность электронного облака пропорциональна вероятности и осциллирует с частотой $2\omega_1$. Такое осциллирующее электронное облако обязано излучать свет на частоте $2\omega_1$. Излучая свет, атом теряет энергию и обязан переходить на более низкий уровень энергии. Однако с самого начала мы предположили, что уровень E_1 — это нижний уровень энергии, с которого нельзя перейти на еще более низкий уровень.

Получается противоречие.

Чтобы избежать противоречия можно предположить, что в состоянии с определенной энергией электрона волны на самом деле две, а не одна, что эти две волны сдвинуты по фазе на $\frac{\pi}{2}$, и вероятность обнаружения электрона в каждой точке пространства равна сумме квадратов модулей этих двух волн.

Сдвинутые по фазе волны ведут себя, как синус и косинус. Сумма квадратов синуса и косинуса — это единица и во времени не осциллирует. Таким образом, можно объяснить, почему нет излучения, когда атом находится в состоянии с определенной энергией, в частности на нижнем уровне энергии.

Вместо рассмотрения двух волновых функций удобнее рассмотреть одну функцию, но комплексную, такую, что ее вещественная и мнимая части представляют собой две исходные вещественные волны. Тогда вероятность обнаружить электрон будет пропорциональна квадрату модуля комплексной волны.

Если вещественная часть комплексной волны пропорциональна косинусу, а мнимая часть пропорциональна синусу, то сама волна пропорциональна экспоненте с чисто мнимым показателем.

$$\Psi_1 \sim e^{-i\omega_1 t}.$$

В состоянии с определенной энергией, например, E_1 получим $|\Psi_1|^2 = const$, и излучения нет.

Знак минус в показателе экспоненты — это вопрос соглашения.

Оператор импульса.

Рассмотрим плоскую монохроматическую волну в комплексной форме:

$$\Psi = Ae^{i((\vec{k}, \vec{r}) - \omega t)}.$$

Учтем соотношения для волны де Бройля:

$$\begin{cases} E = \hbar\omega \\ p = \hbar k \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \omega = \frac{E}{\hbar} \\ k = \frac{p}{\hbar} \end{cases}$$

и подставим величины k и ω в выражение для плоской волны. Тогда

$$\Psi = Ae^{\frac{i}{\hbar}((\vec{p}, \vec{r}) - Et)}.$$

Рассмотрим градиент этой плоской волны:

$$\vec{\nabla}\Psi = A\vec{\nabla}e^{\frac{i}{\hbar}(p_x x + p_y y + p_z z - \omega t)} = A\frac{i}{\hbar}\vec{p}e^{\frac{i}{\hbar}((\vec{p}, \vec{r}) - \omega t)} = \frac{i}{\hbar}\vec{p}\Psi.$$

Тогда для плоской волны получаем равенство:

$$\vec{p}\Psi = -i\hbar\vec{\nabla}\Psi.$$

Это же равенство в операторном виде (после сокращения на Ψ) примет следующий вид:

$$\hat{p} = -i\hbar\vec{\nabla} \text{ — это и есть оператор импульса.}$$

Казалось бы в этом равенстве мало смысла, потому что оно справедливо только для плоских монохроматических волн. Смысл есть, потому что любую локализованную в пространстве функцию координат и времени можно разложить по плоским волнам. Коэффициенты разложения в общем случае будут функциями времени.

Оператор любой физической величины и среднее значение любой физической величины.

Произвольная физическая величина, которая зависит от состояния электрона, может быть выражена через его координаты и импульс.

Рассмотрим сначала физическую величину F , которая зависит только от координат электрона $F(\vec{r})$.

По определению вероятности p_i i -го состояния среднее значение физической величины F можно найти по формуле:

$$\langle F \rangle = \sum_i p_i F_i,$$

где F_i — значение физической величины F в i -ом состоянии.

Вероятность найти электрон в малом объеме dV выражается через квадрат модуля волновой функции и равна $|\Psi|^2 dV$. Тогда, суммируя по всем объемам dV , в которых может оказаться электрон, получим равенство, которое справедливо в каждый момент времени:

$$\begin{aligned} \langle F \rangle &= \int_V F \cdot |\Psi|^2 dV = \int_V \Psi^*(\vec{r}) \cdot F(\vec{r}) \cdot \Psi(\vec{r}) \cdot dV & \Rightarrow \\ \langle F \rangle &= \int_V \Psi^*(\vec{r}) \cdot F(\vec{r}) \cdot \Psi(\vec{r}) \cdot dV & (2.1) \end{aligned}$$

Рассмотрим теперь физическую величину, которая произвольным образом зависит только от импульса электрона $F(\vec{p})$. Для плоской волны

$\Psi = Ae^{\frac{i}{\hbar}((\vec{p}, r) - Et)}$ с определенным значением импульса можно \vec{p} написать равенство

$$\langle F(\vec{p}) \rangle = F(\vec{p}) = \int_V \Psi^*(t, \vec{r}) \cdot F(\vec{p}) \cdot \Psi(t, \vec{r}) \cdot dV,$$

так как $F(\vec{p})$ в правой части равенства можно вынести за знак интеграла, а оставшийся интеграл равен единице, поскольку представляет собой сумму всех вероятностей обнаружить электрон в разных объемах dV .

Это равенство справедливо для любого значения импульса и соответствующей плоской волны Ψ .

Если в правую часть равенства вместо $F(\vec{p})$ подставить ту же функцию F только от оператора импульса $-i\hbar\vec{\nabla}$, а не от самого импульса \vec{p} , то равенство сохранит смысл. Функцию от оператора $F(-i\hbar\vec{\nabla})$ нужно понимать следующим образом. Нужно взять разложение в ряд Тейлора функции $F(\vec{p})$ по степеням импульса \vec{p} , и в этом разложении заменить импульс на оператор импульса $-i\hbar\vec{\nabla}$. Считая, что $\nabla^2 = \Delta$, можно осмыслить любую степень оператора импульса. В таком случае каждое слагаемое ряда из операторов имеет смысл, и весь ряд имеет смысл функции F от оператора импульса.

Если рассмотреть действие функции F от оператора импульса на плоскую волну с определенным значением импульса, то надо рассмотреть действие ряда Тейлора по степеням оператора импульса на эту волну. Каждое слагаемое ряда после воздействия на волну даст ту же самую волну только с множителем в виде импульса в соответствующей степени. При сложении ряда получится та же самая волна только с множителем $F(\vec{p})$.

Тогда в правой части равенства $\langle F(\vec{p}) \rangle = \int_V \Psi^*(t, \vec{r}) \cdot F(\vec{p}) \cdot \Psi(t, \vec{r}) \cdot dV$ для плоской волны Ψ с определенным значением импульса вместо множителя $F(\vec{p})$ можно поставить функцию от оператора импульса $F(-i\hbar\vec{\nabla})$. Результат при этом не изменится. Тогда можно записать новое равенство

$$\langle F(\vec{p}) \rangle = \int_V \Psi^*(t, \vec{r}) \cdot F(-i\hbar\vec{\nabla}) \cdot \Psi(t, \vec{r}) \cdot dV \quad (2.2)$$

для плоской волны $\Psi = Ae^{\frac{i}{\hbar}((\vec{p}, r) - Et)}$ с определенным значением импульса \vec{p} .

Равенство (2.2) будет справедливо и для произвольной локализованной функции Ψ , у которой нет определенного значения импульса, так как эту функцию можно в двух местах правой части равенства разложить по плоским волнам. Для краткости здесь и в дальнейшем плоскими волнами будем называть только плоские волны с определенным значением импульса, они же — монохроматические плоские волны.

И действительно. Оператор $F(-i\hbar\vec{\nabla})$, действующий на каждую из плоских волн, будет давать ту же плоскую волну с коэффициентом $F(\vec{p})$. Если комплексно сопряженный сомножитель $\Psi_{\vec{p}}^*$ — другая плоская волна, то интеграл равен нулю, так как плоские волны ортогональны, то есть равен нулю интеграл от любых двух разных плоских волн $\int_V \Psi_{\vec{p}_1}^*(t, \vec{r}) \cdot \Psi_{\vec{p}_2}(t, \vec{r}) \cdot dV = 0$.

Следовательно, в правой части равенства (2.2) при разложении функции Ψ по плоским волнам останутся только слагаемые, в которых $\Psi_{\vec{p}}^*$ и $\Psi_{\vec{p}}$ — плоская волна с одним и тем же импульсом. Для этой плоской волны с определенным импульсом \vec{p} интеграл $\int_V \Psi_{\vec{p}}^*(t, \vec{r}) \cdot \Psi_{\vec{p}}(t, \vec{r}) \cdot dV$ представляет собой вероятность конкретного значения импульса \vec{p} в исходной локализованной функции Ψ .

Следовательно, в правой части равенства (2.2) получается сумма вида $\sum_i p_i F_i$, которая по определению вероятности p_i и равна среднему значению $\langle F(\vec{p}) \rangle$. Таким образом, равенство (2.2) оказывается справедливым для произвольной локализованной функции Ψ .

Обобщая равенства (2.1) и (2.2) на случай $F(t, \vec{r}, \vec{p})$ — произвольной функции координат и импульса электрона, получим

$$\langle F(t, \vec{r}, \vec{p}) \rangle = \int_V \Psi^*(t, \vec{r}) \cdot F(t, \vec{r}, -i\hbar\vec{\nabla}) \cdot \Psi(t, \vec{r}) \cdot dV. \quad (2.3)$$

Здесь величину $\hat{F} \equiv F(t, \vec{r}, -i\hbar\vec{\nabla})$ называют оператором физической величины $F \equiv F(t, \vec{r}, \vec{p})$.

Итак, оператор любой физической величины можно найти следующим образом. Нужно взять выражение этой физической величины через координаты и импульс, разложить это выражение в ряд Тейлора по степеням импульса, в

полученном ряде Тейлора вместо импульса подставить оператор импульса $-i\hbar\vec{\nabla}$. Это и будет оператор соответствующей физической величины.

Среднее значение физической величины в состоянии с волновой функцией Ψ может быть выражено через оператор этой физической величины по формуле (2.3)

$$\langle F(t, \vec{r}, \vec{p}) \rangle = \int_V \Psi^*(t, \vec{r}) \cdot \hat{F} \cdot \Psi(t, \vec{r}) \cdot dV$$

Уравнение Шредингера.

Рассмотрим оператор энергии. Для этого, в соответствии с общим правилом получения оператора любой физической величины, в выражении для суммы кинетической и потенциальной энергии $E = \frac{p^2}{2m} + V$ вместо импульса \vec{p} подставим оператор импульса $\hat{p} = -i\hbar\vec{\nabla}$. Тогда оператор энергии или оператор Гамильтона примет следующий вид

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2m} + \hat{V}.$$

Это с одной стороны, а с другой стороны, получим оператор энергии, аналогично тому, как мы получили оператор импульса. Для этого рассмотрим производную по времени от плоской монохроматической волны

$\Psi = Ae^{\frac{i}{\hbar}((\vec{p}, r) - Et)}$ и получим, что

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = E\Psi, \text{ где } E \text{ — энергия частицы, для которой написана волна де}$$

Бройля.

Следовательно, $i\hbar \frac{\partial}{\partial t}$ — тоже оператор энергии.

Два выражения для оператора энергии $\frac{\hat{p}^2}{2m} + \hat{V}$ и $i\hbar \frac{\partial}{\partial t}$ не равны друг

другу тождественно, но на волновую функцию они должны действовать одинаково.

Следовательно, волновая функция должна удовлетворять уравнению

$$\hat{H}\Psi = i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} \text{ — это и есть уравнение Шредингера.}$$

Здесь $\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2m} + \hat{V}$ — оператор Гамильтона, где $\hat{p} = -i\hbar\vec{\nabla}$ — оператор импульса.

Оператор Гамильтона имеет вид $\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2m} + \hat{V}$ только для одной частицы.

Если в квантовой системе много частиц, то оператор Гамильтона зависит от

координат и импульсов всех частиц. Нас будет интересовать взаимодействие вещества со световым полем, в таком случае к импульсу каждой заряженной частицы нужно добавить связанный с ней импульс электромагнитного поля. В результате оператор Гамильтона в системе единиц СГС Гаусса примет следующий вид:

$$\hat{H} = \sum_j \left\{ \frac{1}{2m_j} \left[-i\hbar \vec{\nabla}_j - \frac{q_j}{c} \vec{A}_j \right]^2 + q_j \varphi_j \right\} + \sum_{j < k} V_{jk}.$$

Здесь q_j и m_j — заряд и масса j -ой частицы, $\vec{\nabla}_j$ — оператор дифференцирования по координатам j -ой частицы, φ_j и \vec{A}_j — скалярный и векторный потенциалы внешнего электромагнитного поля (светового поля) в точке расположения j -ой частицы, V_{jk} — потенциальная энергия взаимодействия j -ой и k -ой частиц.

Можно сказать, что слагаемое $q_j \varphi_j$ описывает взаимодействие заряда с электрическим полем, а слагаемое $\frac{q_j}{c} \vec{A}_j$ — с магнитным полем; дело в том, что

$\vec{p} - \frac{q_j}{c} \vec{A}_j$ — это обобщенный импульс частицы, который сохранится при движении частицы в магнитном поле (по спирали) при отсутствии других сил. Обычно взаимодействие со световым полем рассматривают в электрическом дипольном приближении, тогда оператор Гамильтона может быть преобразован к виду

$$\hat{H} = \hat{H}_0 - (\hat{\vec{p}}, \vec{E}(t)),$$

где $\hat{\vec{p}} = \vec{p} = \sum_j q_j \vec{r}_j$ — дипольный момент системы частиц (не надо путать

его с импульсом, который мы тоже обозначили буквой \vec{p}), $\vec{E}(t)$ —

напряженность электрического поля световой волны, $\hat{H}_0 = -\sum_j \frac{\hbar^2}{2m_j} \Delta_j + \sum_{j < k} V_{jk}$

— оператор Гамильтона системы невозмущенной световым полем. Чтобы не путать напряженность электрического поля $\vec{E}(t)$ с энергией E будем стараться напряженность всегда записывать в виде зависимости от времени t .

Уравнение Клейна-Гордона-Фока.

$$\left(\frac{\hat{E}}{c}\right)^2 - \hat{p}^2 = (\hat{m}_0 c)^2 \quad \text{— релятивистское волновое уравнение для частицы,}$$

которая ни с кем не взаимодействует. Здесь $\hat{E} = i\hbar \frac{\partial}{\partial t}$ — оператор энергии, $\hat{p} = -i\hbar \vec{\nabla}$ — оператор импульса.

Как я полагаю, релятивистское движение произвольной системы частиц нужно рассматривать в два этапа. Сначала рассмотреть движение в системе центра масс, а затем движение центра масс по уравнению, которое приведено выше.

$\hat{m}_0 c^2$ — оператор энергии в системе отсчета центра масс, который включает в себя сумму энергий покоя рассматриваемых частиц, сумму их кинетических энергий, выраженных через импульсы относительно системы центра масс, и сумму потенциальных энергий их парных взаимодействий.

Кинетическую энергию j -ой частицы можно найти, как разность полной энергии частицы E_j и ее энергии покоя $m_{0j}c^2$, то есть $E_{j\text{кин}} = E_j - m_{0j}c^2$. В свою очередь, полную энергию E_j в системе центра масс всех частиц можно

найти через импульс частицы p_j в системе центра масс $\left(\frac{E_j}{c}\right)^2 - p_j^2 = (m_{0j}c)^2$,

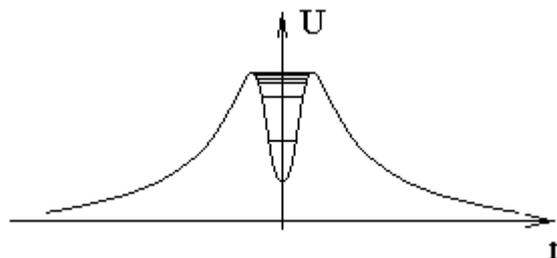
где $\hat{p}_j = -i\hbar \vec{\nabla}_j$.

Туннелирование.

Туннелирование — квантовый переход через потенциальный барьер, через состояние для которого недостаточно энергии.

Пример — α -распад атомного ядра.

Зависимость потенциальной энергии α -частицы от расстояния до центра атомного ядра имеет вид потенциальной ямы с центром в центре ядра. По бокам ямы — потенциальный барьер, за границами которого потенциальная энергия спадает до уровня ниже, чем в центре потенциальной ямы.



Возможные уровни полной энергии α -частицы внутри потенциальной ямы изображены на рисунке горизонтальными отрезками. Эти уровни имеют энергию ниже высоты потенциального барьера и по законам классической физики, находясь на любом из таких уровней энергии, α -частица не может

вылететь за пределы потенциальной ямы. По законам квантовой механики, постоянно ударяясь о стенку потенциального барьера, α -частица рано или поздно обязательно пролетит через барьер и окажется снаружи потенциальной ямы. В этом и состоит α -распад атомного ядра. Чтобы вероятность α -распада была заметной нужно, чтобы потенциальный барьер был невысоким и узким.

Таким образом, квантовая механика позволяет квантовым объектам изредка проходить через невозможные промежуточные состояния.

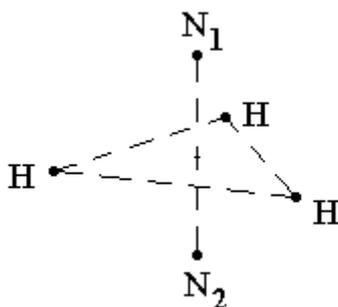
Интересен вопрос, можно ли обнаружить α -частицу в тот момент, когда она преодолевает потенциальный барьер и имеет координаты, соответствующие потенциальной энергии большей, чем ее полная энергия?

Оказывается, что можно, но для этого необходимо, чтобы барьер был очень узким. Если барьер недостаточно узкий, то для случайного попадания частицы в соответствующую область пространства не хватит времени существования Вселенной.

При попытке любым способом поймать частицу на малом отрезке Δx внутри узкого барьера, частице сообщается неопределенный импульс такой, что $\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \frac{\hbar}{2}$ в соответствии с соотношением неопределенности Гейзенберга. Большая неопределенность импульса означает большую величину среднего квадрата импульса и, следовательно, большую энергию. То есть, в процессе измерения координаты α -частицы ей сообщается неопределенная энергия, которой в сумме со своей полной энергией достаточно для нахождения α -частицы в месте потенциального барьера с потенциальной энергией большей, чем полная энергия α -частицы.

Преодоление потенциального барьера между симметрично расположенными потенциальными ямами приводит к удвоению уровней энергии.

Рассмотрим молекулу аммиака NH_3 .



Атом азота имеет два возможных устойчивых положения равновесия N_1 и N_2 . Одно из них находится над плоскостью треугольника из атомов водорода, другое — под плоскостью.

Атом азота совершает туннельные переходы между этими двумя состояниями. В результате оказывается, что в каждом квантовом состоянии молекулы с определенным значением энергии атом азота одновременно находится и над и под плоскостью треугольника. То есть волновая функция

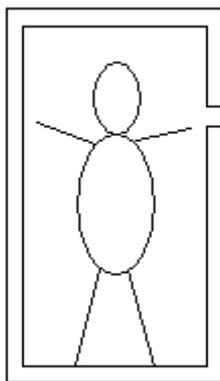
состояния с определенной энергией — это суперпозиция волновых функций состояния атома азота над плоскостью и атома азота под плоскостью треугольника. Эти две волновые функции можно сложить или вычесть друг из друга, в результате получается симметричная или антисимметричная волновая функция молекулы аммиака. Разность энергий ΔE между состояниями с симметричной и антисимметричной волновыми функциями очень мала. Частота ν перехода между этими двумя уровнями равна частоте туннельных переходов атома азота через плоскость треугольника

$$\Delta E = h\nu .$$

Аналогичное расщепление уровней энергии, связанное с квантовым туннелированием электронов, происходит в твердом теле. В результате туннелирования электронов от потенциальной ямы одного атома к потенциальной яме соседнего атома образуются энергетические зоны вместо каждого уровня энергии уединенного атома. Число подуровней энергии в каждой зоне равно числу атомов в твердом теле.

Такое же расщепление уровней энергии происходит в спектрах высокосимметричных молекул, таких как SF_6 и SiF_4 . Расщепление уровней энергии происходит в результате туннелирования между состояниями вращения вокруг эквивалентных осей симметрии молекулы. Это расщепление наблюдается методами нелинейной лазерной спектроскопии и проявляется в спектре насыщенного поглощения в виде тесных спектральных кластеров.

С точки зрения квантовой механики туннелирование происходит через любой потенциальный барьер. Так, если человек находится в замкнутой камере, в которой есть окно размером с кулак, то человек рано или поздно совершит туннельный переход через это окно и окажется снаружи камеры.



Естественно, что ждать такого события придется гораздо дольше времени существования Вселенной.

Интерференция более тяжелых частиц.

Аналогично интерференции электронов на двух отверстиях можно рассмотреть интерференцию протонов на тех же отверстиях. Ширина

интерференционных полос равна $d = \frac{\lambda}{\alpha}$, где α — угол, под которым

интерферирующие волны сходятся на экране, $\lambda = \frac{h}{mV}$ — длина волны де

Бройля, m — масса частицы, V — ее скорость. Заметим, что масса протона почти в две тысячи раз больше массы электрона. При прочих равных условия интерференционные полосы для протонов будут в эти же две тысячи раз уже, чем для электронов. Рассмотреть, такую интерференционную картину будет очень трудно.

Чтобы наблюдать интерференцию протонов, они должны иметь в тысячи раз меньшую скорость по сравнению с электронами. Температура квадратично зависит от скорости, то есть протоны должны иметь в миллионы раз меньшую эффективную температуру, чем электроны, для наблюдения той же интерференционной картины.

Наблюдать интерференционную картину трудно, но можно. При малых потоках протонов интерференционная картина сохраняется. Следовательно, каждый протон интерферирует сам с собой, и пролетает через два отверстия в экране.

Аналогично можно наблюдать интерференцию атомов или молекул. Так известны опыты по наблюдению рассеяния молекулярного пучка кристаллом. Молекулярный пучок отражается от поверхности кристалла не зеркально, а имеет характерные дифракционные максимумы.

В соответствии с квантовой механикой должны интерферировать и молекулярные кластеры, группы молекул. Но практическому наблюдению такая интерференция пока не поддается из-за технических трудностей.

Аналогично должны интерферировать мячики, кошки и люди.

Как для самого человека выглядит то, что он пролетает через две двери и интерферирует сам с собой? Никак не выглядит. Свет нужно погасить, так как для сохранения интерференции, нельзя подсматривать за процессом пролета через двери. Заметим, что у человека масса еще больше, чем у протона, в результате для наблюдения интерференции потребуются бросать человека с такой малой скоростью, что один пролет через две двери потребует времени в 10^{15} больше времени существования Вселенной.

Кошка в черном ящике (кот Шредингера). Параллельные Вселенные.

Рассмотрим мысленный опыт.

Пусть в нашем распоряжении есть абсолютно черный ящик, который обладает тем свойством, что из него наружу не поступает абсолютно никакая информация. Пусть в этот ящик помещена живая кошка. Кроме кошки в ящик помещают взрывное устройство с некоторым спусковым механизмом. Спусковой механизм включается с помощью радиоактивного элемента, испускающего α -частицы, которые регистрируются приемником α -частиц. Электронная схема приемника включает взрывное устройство. Взрывное устройство и живую кошку закрывают в черном ящике.

Через некоторое время ящик хотят открыть. Пусть за это время счетчик α -частиц должен был сработать с вероятностью $1/2$. Тогда с вероятностью $1/2$ в ящике находится живая довольная жизнью кошка, и с вероятностью $1/2$ кошка мертва, да так мертва, что от нее практически ничего не осталось. Если из ящика принципиально не выходит никакой информации, то в соответствии с копенгагенской интерпретацией кошка внутри ящика перед его открытием находится в суперпозиционном состоянии живой и дохлой кошки. Спрашивается, как это выглядит с точки зрения самой кошки? С точки зрения статистической интерпретации кошка — макроскопический объект и поэтому находится в одном из двух состояний, и никакой проблемы нет.

С точки зрения современной квантовой механики (копенгагенская трактовка) кошка обязана находиться в суперпозиционном состоянии живая и мертвая одновременно.

Фон Нейман предположил, что при регистрации частицы, например, электрона происходит схлопывание волновой функции в точку наблюдения частицы с какой-то скоростью, меньшей скорости света. Это так называемая редукция волновой функции. Проблема редукции в духе фон Неймана состоит в том, что нет никакого описания для редукции волновой функции. В качестве решения этой проблемы говорят, что волновая функция не имеет физического смысла, а является только математическим аппаратом описания явлений, поэтому она может пропадать мгновенно, а не только со скоростью меньше скорости света.

Проблема кошки в черном ящике соприкасается с проблемой необходимости макроскопического прибора для квантовых измерений.

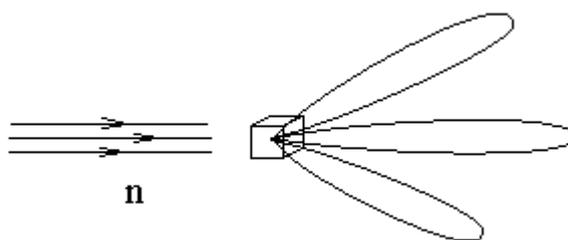
Где проходит граница размера прибора, при котором прибор становится макроскопическим, например, при рассеянии нейтронов на кристалле? Согласно Хью Эверетту такой границы нет, не бывает никакого измерения квантового объекта с помощью макроскопического прибора, квантовый объект всегда остается в суперпозиционном состоянии, в результате вся Вселенная оказывается в перепутанном состоянии с одной волновой функцией. Такой же точки зрения придерживается, в частности, Стивен Вайнберг — один из лауреатов нобелевской премии 1979 года за объединение электрического и слабого взаимодействий в электрослабое взаимодействие. Если прибор вместе с наблюдателем оказываются внутри квантовой системы описываемой волновой функцией, то согласно Эверетту внутренний наблюдатель не может видеть своего суперпозиционного состояния, поэтому наблюдатель видит только одну реализацию. Так если бы кошка из предыдущих рассуждений оказалась в суперпозиционном состоянии живой и дохлой кошки, то сама кошка воспринимала бы себя в одном из этих двух состояний, а суперпозицию состояний кошки может обнаружить только внешний наблюдатель. С точки зрения внешнего наблюдателя внутренний наблюдатель (кошка) и измеряемый квантовый объект находятся сразу во всех возможных состояниях. Воспринимаемое нами, как внутренним наблюдателем, состояние любого прибора в этом смысле субъективно. Тогда с нашей субъективной точки зрения где-то в "параллельной Вселенной" реализуется другое состояние прибора и

объекта, которые нужны для правильного суперпозиционного описания явления только внешнему наблюдателю.

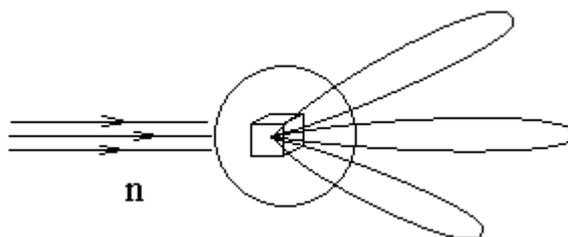
Рассеяние нейтронов на кристалле. Что такое макроскопический прибор?

Для интерференции необходимо, чтобы не было принципиальной возможности подсмотреть за процессом, как это нужно понимать видно из следующего примера.

Есть эксперименты по рассеянию пучка нейтронов на кристалле. Если у ядер кристалла нет спина, то нейтроны рассеиваются всем кристаллом, как объемной дифракционной решеткой. В диаграмме направленности рассеянных электронов образуются дифракционные максимумы для выделенных направлений.



Однако иногда в рассеянии нейтронов кроме острых дифракционных максимумов присутствует слабое равномерное рассеяние по всем направлениям. Для объяснения этого результата рассмотрим рассеяние нейтронов на кристалле, ядра атомов которого имеют половинный спин. Нейтрон тоже имеет половинный спин. При рассеянии ядро и нейтрон могут поменяться спинами. В таком случае рассеяние происходит не на всем кристалле, а на ядре одного атома. Рассеяние на точечном объекте имеет практически одинаковую вероятность рассеяния в любом направлении. В результате к диаграмме рассеяния с острыми максимумами (без изменения спина ядра) добавляется диаграмма рассеяния на точечном объекте.



Заметим, что при этом не важно, пытаемся ли мы определить, у какого ядра изменился спин, важно только, что это принципиально возможно.