Время и кванты
Романенко В.А.

Романенко Владимир Алексеевич / Romanenko Vladimir Alekseevich – ведущий инженер-конструктор,
Нижнесергинский метизно-металлургический завод, г. Ревда

Аннотация: *рассматриваются квантовые явления на основе теории времени. Прямой и обратный падающие потоки времени представляются в виде волновых функций де Бройля. Дается вывод уравнения Шредингера. Рассматривается причина появления спина. Анализируется атом водорода во времени длительности и выводится формула хода времени.*

Abstract: *discusses quantum phenomena based on the theory of time. Direct and reverse the falling streams of time are represented as wave functions de Broglie. Given the conclusion of the schrödinger equation. Discusses the reason for the appearance of spin. Analyzed the hydrogen atom in time duration and the formula of the course of time.*

Ключевые слова*: падающие потоки времени, волновая функция де Бройля, уравнение Шредингера; спин; момент импульса, атом водорода, ход времени.*

Keywords: *incident flux of time, wave function of the de Broglie, Schrödinger equation, spin, angular momentum, hydrogen, the passage of time.*

Введение

В статье автор предлагает рассматривать квантовые явления, как доказательство существования падающего потока времени. Причиной тому служит тот факт, что основное уравнение квантовой механики – уравнение Шредингера – можно вывести из тангенциального дуального уравнения [3.с.31]. В квантовой механике, уравнение Шредингера применяется для решения задачи о квантовом осцилляторе. В результате громоздких выводов и допущений, получается формула, соответствующая дискретному ряду значений энергии осциллятора. Из нее следует, что на нулевом энергетическом уровне, энергия осциллятора не обращается в ноль. Это значение энергии называется «нулевой энергией». В квантовой физике с ней связывают нулевые колебания вакуума. В работе показан очень простой вывод формулы энергии осциллятора. Он является частным случаем дуального уравнения для обратного времени, представленного в виде правой части с мнимым темпом.

В квантовой механике уравнение Шредингера не имеет строгого вывода, но устанавливается на основе функции волны де Бройля. Правильность его решений подтверждает согласие с опытом. Такой подход находит широкое практическое применение уравнения, но, к сожалению, не объясняет его теоретическую подоплеку. Выводом указанного уравнения, автор стремится внести свой вклад в объяснение квантовых явлений, в том числе спина.

Большие дискуссии в середине 20 века вызвала причинная механика профессора Козырева Н.А. Основанная на пяти постулатах, она была экспериментально проверена исследователем в тонких экспериментах. В результате был экспериментально определен ход времени – скорость перехода причины в следствие. В предлагаемой работе теоретически обосновывается ход времени на примере причинно-следственного звена в виде возбуждения атома водорода лучом света.

1. Волны де Бройля, как волны времени падающего вектора.

Рассмотрим тангенциальное дуальное уравнение, вывод которого приведен в [3. с.31]. Запишем его в виде двух уравнений. Первое уравнение описывает прямой поток времени и имеет вид:

$$\hat{t} = \sqrt{\hat{\tau}^2 + \psi^2} = \hat{\tau} + \psi \frac{d\psi}{d\tau} = \hat{\tau} + \psi\dot{\psi}_{\text{ïð}} \qquad (1.1)$$

Второе уравнение описывает обратный поток со знаком минус и имеет вид:

$$\hat{t}_{\text{îáð}} = \sqrt{\hat{\tau}^2 + \psi^2} = \hat{\tau} + \psi\dot{\psi}_{\text{îáð}}, \qquad (1.2)$$

где $\hat{t}_{\text{îáð}} = -\hat{t}$.

Между прямым и обратным темпами в обоих потоках существуют зависимости [3.с.31]:

$$\dot{\psi}_{\text{ïð}} = -\frac{1}{\dot{\psi}_{\text{îáð}}};\ \dot{\psi}_{\text{ïð}} + \dot{\psi}_{\text{îáð}} = -2\tilde{n}tg\varphi = -\frac{2\hat{\tau}}{\psi}$$

Поток (1.1) переходит в поток (1.2) путем замены прямого темпа обратным:

$$\hat{t} = \sqrt{\hat{\tau}^2 + \psi^2} = \hat{\tau} + \psi\dot{\psi}_{\text{ïð}} = \hat{\tau} + \psi(-\frac{2\hat{\tau}}{\psi} - \dot{\psi}_{\text{îáð}}) = -(\hat{\tau} + \psi\dot{\psi}_{\text{îáð}})$$

Меняя знак в обеих частях, приходим к (1.2).

Дуальные уравнения состоят из двух частей. Левая часть описывает длину вектора падающего потока в каждой точке его траектории. Такое описание характерно для частиц. Правая часть описывает волновые свойства времени. Совмещение механического перемещения конца вектора с его волновым движением и

послужило основанием назвать уравнения дуальными. Рассмотрим, какие волны описываются волновым уравнением времени. Ответ на этот вопрос однозначен – это волны де Бройля.

Для доказательства рассмотрим представление координаты собственного времени через полярную формулу связи: $\hat{\tau} = \hat{t}\cos\varphi$.

Дифференцируем формулу, считая, что $\varphi, \hat{t}$ есть переменные величины:

$$d\hat{\tau} = \hat{t}d\cos\varphi + \cos\varphi d\hat{t} = -\hat{t}\sin\varphi d\varphi + \cos\varphi d\hat{t}$$

Преобразуем:

$$\frac{d\hat{\tau}}{d\hat{t}} = -\hat{t}\sin\varphi\frac{d\varphi}{d\hat{t}''} + \cos\varphi = -\psi\omega + \cos\varphi = -\psi\omega + \frac{\hat{\tau}}{\hat{t}}, \qquad (1.3)$$

где $\psi = \hat{t}\sin\varphi$ есть пространственная координата времени,

$\omega = \frac{d\varphi}{d\hat{t}}$ есть угловая скорость поворота вектора времени.

Умножая обе части на $\hat{t}$, получаем:

$$\hat{t}\frac{d\hat{\tau}}{d\hat{t}} = \psi(-\omega\hat{t}) + \hat{\tau} = \psi\dot{\psi}_{ïð} + \hat{\tau}, \qquad (1.4)$$

где $\dot{\psi}_{ïð} = -\omega\hat{t} = -\frac{d\varphi}{d\hat{t}}\hat{t}$ есть прямой темп времени.

Т.к. $\frac{d\hat{\tau}}{d\hat{t}} = 1$, то приходим к волновой части дуального уравнения:

$$\hat{t} = \hat{\tau} + \psi\dot{\psi}_{ïð} \qquad (1.5)$$

Для дальнейшего анализа необходимо ввести следующее допущение, а именно: *микрочастица при движении во времени не различает модули прямого и обратного темпов; для нее оба темпа являются одинаковыми, т.е. равными друг другу*.

Это условие можно записать в виде:

$$\dot{\psi}_{ïð} = \dot{\psi}_{îáð} \qquad (1.6)$$

Из формулы взаимообратности темпов следует, что их равенство возможно, если они являются мнимыми величинами.

Т.е. при $\dot{\psi}_{îáð} = \dot{\psi}_{ïð}$ имеем $\dot{\psi}_{îáð}\dot{\psi}_{ïð} = \dot{\psi}^2 = -1$ или $\dot{\psi}_{îáð} = \dot{\psi}_{ïð} = \dot{\psi} = \pm\sqrt{-1} = \pm i$

Полученный результат можно трактовать как равенство темпов при движении прямого потока (знак плюс), и равенство темпов при движении обратного потока (знак минус).

Если применить уравнение к рассматриваемым нами соотношениям, то следует принять мнимое значение прямого темпа со знаком плюс. В результате получаем темповое дифференциальное уравнение:

$$\dot{\psi}_{ïð} = i = -\frac{d\varphi}{d\hat{t}}\hat{t} \qquad (1.7)$$

Разделяем переменные:

$$\frac{d\hat{t}}{\hat{t}} = -\frac{d\varphi}{i} = -i\frac{d\varphi}{i^2} = id\varphi$$

Задаем начальные условия: $\hat{t} = t_0$, $\varphi = 0$. Интегрируя, получаем: $\ln\frac{\hat{t}}{\tau_0} = i\varphi$

Откуда

$$\hat{t} = t_0 e^{i\varphi} = t_0(\cos\varphi + i\sin\varphi) \qquad (1.8а)$$

есть волновая функция де Бройля в прямом направлении времени.

При $\frac{\hat{t}}{t_0} = 1$ имеем выражение для прямого потока

$$1 = \cos\varphi + i\sin\varphi = e^{i\varphi_{ïð}} \text{ или } \varphi_{ïð} = 2\pi n \qquad (1.8б)$$

Аналогично для обратного темпа следует принять его величину со знаком минус, а прямой вектор времени следует заменить на обратный:

$$\dot{\psi}_{îáð} = \dot{\psi}_{ïð} = -i = -\frac{d\varphi}{d(-\hat{t})}(-\hat{t}) = -\frac{d\varphi}{d(\hat{t}_{îáð})}(\hat{t}_{îáð})$$

Разделяем переменные:

$$\frac{d\hat{t}_{îáð}}{\hat{t}_{îáð}} = \frac{d\varphi}{i} = i\frac{d\varphi}{i^2} = -id\varphi$$

Задаем аналогичные начальные условия: $\hat{t}_{îáð} = t_0$, $\varphi = 0$

Интегрируя, получаем: $\ln\frac{\hat{t}_{îáð}}{t_0} = -i\varphi$

Откуда:

$$\hat{t}_{îáð} = t_0 e^{-i\varphi} = t_0(\cos\varphi - i\sin\varphi) \qquad (1.9а)$$

есть волновая функция де Бройля в обратном направлении времени.

При $\hat{t}_{îáð}/t_0 = -\hat{t}/t_0 = -1$ имеем выражение для обратного потока:

$$-1 = \cos\varphi - i\sin\varphi = e^{-i\varphi} \text{ или } \varphi_{îáð} = -\varphi = \pi(2n+1) = 2\pi(n+\frac{1}{2}) \qquad (1.9б)$$

Из полученных формул углов следуют квантовые энергетические выражения для прямого и обратного потока: для угла прямого потока из (1.8б) следует:

$$\varphi_{ïð} = 2\pi n = \frac{2\pi}{\grave{O}_0}\grave{O}_0 n = \omega_0\psi_{ïð} = \frac{E_0}{\hbar}n\grave{O}_0 = \frac{E_n}{\hbar}\grave{O}_0, \qquad (1.9в)$$

где $\psi_{ïð} = n\grave{O}_0$ есть квантовое пространственное собственное время в прямом потоке;

$E_0 = \hbar\omega_0$ – формула де Бройля.

Откуда:

$$E_n = E_0 n = \hbar\frac{2\pi n}{\grave{O}_0} = \hbar\omega_0 n \qquad (1.10а)$$

есть квантовая энергия прямого потока.

Для угла обратного потока из (1.9б) следует:

$$-\varphi = 2\pi(n+\frac{1}{2}) = \frac{2\pi}{T_0}T_0(n+\frac{1}{2}) = \omega_0 T_0(n+\frac{1}{2}) = \omega_0\psi_{îáð} = \frac{E_0}{\hbar}T_0(n+\frac{1}{2}) = \frac{E_n}{\hbar}\grave{O}_0\ , \qquad (1.10б)$$

где $\psi_{îáð} = T_0(n+\frac{1}{2})$ есть квантовое пространственное собственное время в обратном потоке;

Откуда:

$$E_n = E_0(n+\frac{1}{2}) = \hbar\frac{2\pi(n+\frac{1}{2})}{\grave{O}_0} = \hbar\omega_0(n+\frac{1}{2}) \qquad (1.10в)$$

есть квантовая энергия обратного потока.

Из полученной формулы энергии видно, что она описывает дискретный ряд значений гармонического осциллятора [4.т.1.с.526]. В квантовой механике она выводится из уравнения Шредингера, примененного к задаче о линейном гармоническом осцилляторе.

Волны де Бройля интерпретируются как волны вероятности. Они имеют статистический смысл и к ним применяются методы теории вероятности. Вероятностную интерпретацию волновой функции дал в 1926 году Борн. Он предложил меру вероятности, как квадрат модуля волновой функции. Эта мера определяет вероятность dw того, что частица будет обнаружена в пределах пространственного объема dV [5.с.441]:

$$|\Psi|^2 = \Psi^*\Psi = \frac{dw}{dV},$$

где $\Psi(x,y,z,t)$ есть волновая функция; $|\Psi|^2$ – плотность вероятности, задающая вероятность пребывания частица в данной точке пространства;

Ψ^* – функция комплексно сопряженная с Ψ.

Из полученных выше результатов следует, что волновые функции времени переходят в волновые Ψ – функции путем умножения на постоянный коэффициент.

Таким коэффициентом может быть постоянная скорость движения частицы. Будучи умноженной на время, она в итоге приводит к расстоянию или интервалу в 3-пространстве. Этим свойством перехода мы и воспользуемся в дальнейшем.

Основываясь на идеях де Бройля о волновых свойствах вещества, австрийский физик Шредингер получил свое знаменитое уравнение. Оно позволяет найти волновые функции движения частиц в различных силовых полях. Уравнение Шредингера не имеет строгого вывода. Оно устанавливается с помощью известного вида волновой функции де Бройля. Сама волновая функция задается, а не выводится. Этот факт не приводит к осмыслению причин, приводящих к такому поведению частиц. В результате все дальнейшие исследования строятся на применении вероятностных методов изучения движения частиц, в то время как физическая сторона вопроса остается до сих пор в тени.

Автор хочет устранить этот недостаток и рассмотреть волновую функцию с физической точки зрения. Эта точка зрения состоит в том, что полученная выше волновая функции есть волновая функция времени. Она получена в результате математического вывода, следующего из волновой части дуального уравнения темпов. Это значит, что уравнение описывает явления, лежащие в основе фундаментальных законов природы.

Значит, из него должен следовать и вывод уравнения Шредингера. Перед выводом, рассмотрим поведение потоков времени.

Если оба потока рассматривать в виде двух волн, движущихся навстречу друг другу, то при встрече оба потока складываются:

$\hat{t}+\hat{t}_{\hat{i}\acute{a}\eth}=\hat{t}-\hat{t}=0=\hat{\tau}+\psi\dot{\psi}_{\ddot{i}\eth}+\hat{\tau}+\psi\dot{\psi}_{\hat{i}\acute{a}\eth}=2\hat{\tau}+\psi(\dot{\psi}_{\ddot{i}\eth}+\dot{\psi}_{\hat{i}\acute{a}\eth})=2\hat{\tau}+\psi(\dot{\psi}_{\ddot{i}\eth}-\frac{1}{\dot{\psi}_{\ddot{i}\eth}})=2\hat{\tau}+\psi(\frac{\dot{\psi}^2_{\ddot{i}\eth}-1}{\dot{\psi}_{\ddot{i}\eth}})$ В результате разности знаков оба потока компенсируют друг друга, т.е. сумма их векторов равна нулю. Полученное уравнение преобразовывается к виду:

$2\hat{\tau}=-\psi(\dot{\psi}_{\ddot{i}\eth}+\dot{\psi}_{\hat{i}\acute{a}\eth})=2\psi ctg\varphi$

Из него следует отношение:

$$\frac{\psi}{2\hat{\tau}}=-\frac{1}{\dot{\psi}_{\ddot{i}\eth}+\dot{\psi}_{\hat{i}\acute{a}\eth}}=\frac{1}{2}tg\varphi \qquad (1.11)$$

Оно выполнятся для континуума «пространство-собственное время», лишенного времени. Именно в таком континууме и должны возникать волны де Бройля, описываемые стационарным уравнением Шредингера.

Рассмотренная модель встречи прямого и обратного волновых потоков времени следует непосредственно из дуальных уравнений (1.1) и (1.2). Преобразуем, например (1.1), возводя в квадрат обе части:

$\hat{\tau}^2+\psi^2=\hat{\tau}^2+2\psi\hat{\tau}\dot{\psi}+\psi^2\dot{\psi}^2$ или $\psi^2(1-\dot{\psi}^2)=2\psi\hat{\tau}\dot{\psi}$

После преобразования, приходим (1.11):

$\frac{\psi}{2\hat{\tau}}=\frac{\dot{\psi}}{1-\dot{\psi}^2}=-\frac{1}{\dot{\psi}_{\ddot{i}\eth}+\dot{\psi}_{\hat{i}\acute{a}\eth}}=\frac{1}{2}tg\varphi$

Но встречу потоков можно рассматривать и как образование результирующего потока. Для этого вектор прямого потока следует вычесть из вектора обратного:

$\Delta\hat{t}=\hat{t}-\hat{t}_{\hat{i}\acute{a}\eth}=\hat{t}+\hat{t}=2\hat{t}=\hat{\tau}+\psi\dot{\psi}_{\ddot{i}\eth}-\hat{\tau}-\psi\dot{\psi}_{\hat{i}\acute{a}\eth}=\psi(\dot{\psi}_{\ddot{i}\eth}-\dot{\psi}_{\hat{i}\acute{a}\eth})=\psi(\dot{\psi}_{\ddot{i}\eth}+\frac{1}{\dot{\psi}_{\ddot{i}\eth}})=\psi(\frac{\dot{\psi}^2_{\ddot{i}\eth}+1}{\dot{\psi}_{\ddot{i}\eth}})=\frac{2\psi}{\sin\varphi}$

Из полученного преобразования видно, что результирующий вектор равен удвоенному вектору прямого потока. Оно может быть преобразовано к отношению:

$$\frac{\psi}{2\hat{t}}=\frac{1}{\dot{\psi}_{\ddot{i}\eth}-\dot{\psi}_{\hat{i}\acute{a}\eth}}=\frac{1}{2}\sin\varphi \qquad (1.12)$$

Модель образования результирующего потока следует непосредственно из дуального синусоидального уравнения темпов [3.с.31]. Оно имеет вид:

$\hat{\tau}=\pm\sqrt{\hat{t}^2-\psi^2}=\hat{t}-\psi\frac{d\psi}{d\hat{t}}=\hat{t}-\psi\dot{\psi}'_{\ddot{i}\eth}$

Знаки $\pm$ говорят о прямом и обратном потоках, которые характеризуются соответствующими темпами. Связь между темпами дается зависимостями [3. с.32]

$\dot{\psi}'_{\ddot{i}\eth}+\dot{\psi}'_{\hat{i}\acute{a}\eth}=\frac{2}{\sin\varphi};\ \dot{\psi}'_{\ddot{i}\eth}\dot{\psi}'_{\hat{i}\acute{a}\eth}=1$

Преобразуем уравнение, возводя обе части в квадрат:

$\hat{t}^2-\psi^2=\hat{t}^2-2\hat{t}\psi\dot{\psi}'_{\ddot{i}\eth}+(\psi\dot{\psi}'_{\ddot{i}\eth})^2$ или $2\hat{t}\psi\dot{\psi}'_{\ddot{i}\eth}=\psi^2(\dot{\psi}'^2_{\ddot{i}\eth}+1)$

После преобразования, приходим к (1.12):

$$\frac{\psi}{2\hat{t}}=\frac{\dot{\psi}'_{\ddot{i}\eth}}{\dot{\psi}'^2_{\ddot{i}\eth}+1}=\frac{1}{\dot{\psi}'_{\ddot{i}\eth}+\frac{1}{\dot{\psi}'_{\ddot{i}\eth}}}=\frac{1}{\dot{\psi}'_{\ddot{i}\eth}+\dot{\psi}'_{\hat{i}\acute{a}\eth}}=\frac{1}{\dot{\psi}_{\ddot{i}\eth}-\dot{\psi}_{\hat{i}\acute{a}\eth}}=\frac{1}{2}\sin\varphi \qquad (1.13)$$

Отличие формул только в обозначениях темпов. В формуле (1.12) используются прямой и обратный темпы тангенциального уравнения, являющиеся производными по времени τ. В (1.13) прямой и обратный темпы есть темпы синусоидального уравнения. Они являются производными по времени $\hat{t}$. Связь темпов в обоих уравнениях описывается производными:

$$\dot{\psi}'_{ïð} = \frac{d\psi}{d\hat{t}} = \dot{\psi}_{ïð} = \frac{d\psi}{d\hat{\tau}};\ \dot{\psi}'_{îáð} = \frac{d\psi}{d\hat{t}} = -\dot{\psi}_{îáð} = -\frac{d\psi}{d\hat{\tau}}$$

Откуда приходим к единичным производным, являющимися постулатами теории времени: $d\hat{t} / d\hat{\tau} = 1;$ $d\hat{\tau} / d\hat{t} = -1.$

2. Вывод уравнения Шредингера во времени $\hat{\tau}$.

Как уже говорилось выше, в квантовой механике уравнение Шредингера устанавливается на основе известной комплексной волновой функции. Автор предлагает не устанавливать вид уравнения, а вывести его из формулы (1.11), возникающей как результат встречи волновых потоков времени. Моделью встречи потоков может служить разность углов наклона векторов времени (1.8б) и (1.9б):

$$\Delta\varphi = \varphi_{ïð} - \varphi_{îáð} = 2\pi n - 2\pi(n + \frac{1}{2}) = -\pi \qquad (2.1)$$

Как видим, результирующий угол равен углу поворота на 180° по часовой стрелке. Из этой же формулы найдем реальный угол φ. Т.к. $\varphi_{îáð} = -\varphi_{ïð}$, то получаем равенство:

$$\Delta\varphi = \varphi_{ïð} - \varphi_{îáð} = 2\varphi_{ïð} = -\pi$$

Откуда:

$$\varphi_{ïð} = -\frac{\pi}{2};\ \varphi_{îáð} = \varphi_{ïð} + \pi = -\frac{\pi}{2} + \pi = \frac{\pi}{2} \qquad (2.2а)$$

Т.о. вектор прямого потока направлен вниз вдоль оси ψ, а вектор обратного потока направлен вверх вдоль той же оси. Но ось ψ – это ось собственного времени пространства. Значит, происходит наложение падающих векторов времен на пространство. Такое наложение приводит к тому, что на материальную частицу действуют одновременно два потока времени. Они и приводят к нарушению ее траектории в пространстве. Она становится не детерминированной. В квантовой механике ее поведение описывают с помощью волновой функции де Бройля, на основе которой устанавливается уравнение Шредингера. Т.к. уравнение Шредингера описывает движение частиц со скоростями $v_0 \square c$, то при его выводе будем использовать именно эти скорости.

А сейчас покажем, что при найденных углах поворота векторов временные волновые функции становятся пространственными.

Для прямого потока:

$$\frac{\psi}{\hat{t}_{ïð}} = \sin\varphi_{ïð} = \sin(-\frac{\pi}{2}) = -1$$

Откуда:

$$\psi = -\hat{t}_{ïð} = -t_0 e^{i\varphi} \qquad (2.2б)$$

Для обратного потока:

$$\frac{\psi}{\hat{t}_{îáð}} = \sin\varphi_{îáð} = \sin(\frac{\pi}{2}) = 1$$

Откуда:

$$\psi = \hat{t}_{îáð} = t_0 e^{-i\varphi} \qquad (2.2в)$$

Пусть встреча волновых потоков приводит к возникновению в пространственном собственном времени ψ постоянной скорости v_0.

Умножая обе части (1.11) на эту скорость, приходим к метрической форме записи, которую можно трактовать как скорость движения частицы:

$$\tilde{v}_1 = \frac{v_0\psi}{2\hat{\tau}} = \frac{\Psi}{2\hat{\tau}} = -\frac{v_0}{\dot{\psi}_{ïð} + \dot{\psi}_{îáð}} = \frac{v_0}{2} tg\varphi$$

(2.3)

где $\Psi = v_0\psi$ есть волновая функция частицы.

Дальше будем преобразовывать только левую часть. Возьмем производную от полученной функции скорости:

$$d\tilde{v}_1 = d(\frac{\Psi}{2\hat{\tau}}) = \frac{1}{2}(\frac{\hat{\tau}d\Psi - \Psi d\hat{\tau}}{\hat{\tau}^2}) = \frac{1}{2}d\hat{\tau}(\frac{d\Psi}{\hat{\tau}d\hat{\tau}} - \frac{\Psi}{\hat{\tau}^2})$$

Преобразуем к ускорению во времени $\hat{\tau}$:

$$\frac{d\tilde{v}_1}{d\hat{\tau}} = \frac{1}{2}(\frac{d\Psi}{\hat{\tau}d\hat{\tau}} - \frac{\Psi}{\hat{\tau}^2})$$

Запишем в виде:

$$\frac{d\tilde{v}_1}{d\hat{\tau}} + \frac{1}{2}\frac{\Psi}{\hat{\tau}^2} = \frac{1}{2}\frac{d\Psi}{\hat{\tau}d\hat{\tau}} = \frac{1}{2}\frac{\tilde{v}_1}{\hat{\tau}}$$

(2.6)

Здесь: $v_1 = \frac{d\Psi}{d\hat{\tau}}$ есть скорость, выраженная через производную по времени $\hat{\tau}$.

Преобразуем второй член:

$$\frac{1}{2}\frac{\Psi}{\hat{\tau}^2} = \frac{1}{\hat{\tau}}(\frac{\Psi}{2\hat{\tau}}) = \frac{\tilde{v}_1}{\hat{\tau}} = \frac{\tilde{v}_1}{\Psi}2\tilde{v}_1 = \frac{2\tilde{v}_1^2}{\Psi}$$

Здесь применена перестановка $\hat{\tau} = \frac{\Psi}{2\tilde{v}_1}$, следующая из (2.3).

Аналогично преобразуется член правой части:

$$\frac{1}{2}\frac{\tilde{v}_1}{\hat{\tau}} = \frac{1}{2}\frac{\tilde{v}_1}{\Psi}2\tilde{v}_1 = \frac{\tilde{v}_1^2}{\Psi}$$

Подставляем члены в уравнение (2.6), преобразовываем и меняем знак:

$$-\Psi\frac{d\tilde{v}_1}{d\hat{\tau}} + \tilde{v}_1^2 = 2\tilde{v}_1^2$$

(2.7)

Если довести преобразование до конца, то получаем:

$$-\Psi\frac{d\tilde{v}_1}{d\hat{\tau}} = -\Psi\frac{\tilde{v}_1 d\tilde{v}_1}{d\Psi} = \tilde{v}_1^2$$

(2.8)

После интегрирования при начальных условиях $\tilde{v}_1 = v_0, \Psi = \Psi_0$, приходим к формуле скорости в виде:

$$\tilde{v}_1 = v_0\frac{\Psi_0}{\Psi} = v_0\frac{\Psi_0}{\Psi^2}\Psi = \omega\Psi ,$$

(2.9а)

где $\omega = v_0\frac{\Psi_0}{\Psi^2}$ есть переменная частота вращения.

Скорость имела бы место, если время текло в одну сторону.

Если рассматривать (2.9) как дифференциальное уравнение, то после интегрирования при начальных условиях $\Psi = \Psi_0; \hat{\tau} = 0$, получаем решение в виде:

$$v_0\hat{\tau} = \frac{\Psi^2}{2\Psi_0} - \frac{\Psi_0}{2}$$

(2.9б)

Это уравнение левой параболы.

На основании (2.9а) можно записать уравнение (2.7) в виде:

$$-\Psi\frac{d\tilde{v}_1}{d\hat{\tau}} + \omega^2\Psi^2 = 2\omega^2\Psi^2$$

Сокращая на Ψ, получаем:

$$-\frac{d\tilde{v}_1}{d\hat{\tau}} + \omega^2\Psi = 2\omega^2\Psi$$

(2.10)

Применим к полученному уравнению квантовую формулу энергии по де Бройлю [4.т.1.с.443] для частицы: $E_0 = \hbar\omega_0$, где ω_0 есть постоянная круговая частота частицы; $\hbar$ есть постоянная Дирака.

С другой стороны, выразим переменную частоту через постоянную, считая, что скорость v_0 является линейной скоростью движения частицы по окружности $v_0 = \omega_0 \Psi_0$. В этом случае второй член можно записать в виде:

$$\omega^2 \Psi = (\omega_0 \frac{\Psi_0^{\ 2}}{\Psi^2})^2 \Psi = (\frac{E_0}{\hbar} \frac{\Psi_0^{\ 2}}{\Psi^2})^2 \Psi = (\frac{E}{\hbar})^2 \Psi ,$$

где $E = E_0 \frac{\Psi_0^{\ 2}}{\Psi^2} = \hbar \omega_0 \frac{\Psi_0^{\ 2}}{\Psi^2}$ есть полная переменная энергия частицы.

Тогда уравнение (2.10) примет вид:

$$-\frac{1}{2} \frac{d\tilde{v}_1}{d\hat{\tau}} + \frac{E^2}{2\hbar^2} \Psi = \frac{E^2}{\hbar^2} \Psi$$

Пусть m есть постоянная масса частицы. Умножая полученное уравнение на постоянный множитель $\hbar^2 / m$, получаем:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 \Psi}{d\hat{\tau}^2} + \frac{E^2}{2m} \Psi = \frac{E^2}{m} \Psi$$

Делим обе части на $\frac{E}{m}$:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 \Psi}{\frac{E}{m} d\hat{\tau}^2} + \frac{E}{2} \Psi = E \Psi$$

Вводим обозначение потенциальной энергии:

$$U = \frac{E}{2}$$

(2.11)

Как видим, она в два раза меньше полной энергии.

Полагаем, что в квантовых процессах полная энергия может быть выражена через скорость:

$$E = m\tilde{v}_1^{\ 2}$$

(2.12)

Т.к. она представляет сумму потенциальной и кинетической энергий, то может быть записана в виде:

$$E = m\tilde{v}_1^{\ 2} = K + U = K + \frac{E}{2}$$

Откуда находим кинетическую энергию

$$K = E - U = E - \frac{E}{2} = \frac{E}{2} = \frac{m\tilde{v}_1^{\ 2}}{2} = \frac{m^2 \tilde{v}_1^{\ 2}}{2m} = \frac{p_1^{\ 2}}{2m} \qquad (2.13)$$

Т.о. имеем:

$$E = \frac{p_1^{\ 2}}{2m} + U = m\tilde{v}_1^{\ 2}$$

(2.14)

Из нее следует, что

$$\frac{E}{m} = \tilde{v}_1^{\ 2}$$

(2.15)

Тогда дифференциальное уравнение примет вид уравнения Шредингера:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 \Psi}{d\Psi^2} + U\Psi = E\Psi$$

(2.16)

Здесь: $d\Psi^2 = \tilde{v}_1^{\ 2} d\hat{\tau}^2$ согласно (2.6).

Производим замену второй производной на оператор Лапласа:

$\frac{d^2\Psi}{d\Psi^2} = \nabla\Psi = \frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial z^2}$ в связи с тем, что $\Psi = v_0\psi = \Psi(x, y, z)$ есть волновая функция в 3-мерном пространстве.

После преобразования уравнение Шредингера принимает стандартную форму:

$$\nabla\Psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U)\Psi = 0$$

(2.17)

Из данного уравнения можно определить волновую пространственную функцию Ψ, для движущейся частицы в стационарном силовом поле, для которого потенциальная энергия не зависит от времени:

$$\Psi = \Psi_0 e^{-i\frac{E}{\hbar}\hat{\tau}}$$

(2.18)

Сравнивая с (2.2в), видим, что волновые функции совпадают при $\varphi = \frac{\text{Å}}{\hbar}\hat{\tau} = \omega\hat{\tau}$.

Докажем, что при решении, описываемом функцией (2.18), механическая скорость движения частицы и ее волновая скорость равны. Для этого представим волновую функцию в общем виде: $\Psi = \Psi(\hat{\tau})$. Находим полный дифференциал: $d\Psi = (\partial\Psi / \partial\hat{\tau})d\hat{\tau}$. Из него и следует нужное равенство:

$$\tilde{v}_1 = \frac{d\Psi}{d\hat{\tau}} = \frac{\partial\Psi}{\partial\hat{\tau}} = v_{1\hat{a}}$$

(2.16)

Найдем частную производную:

$$v_{1\hat{a}} = \frac{\partial\Psi}{\partial\hat{\tau}} = A\frac{\partial e^{-i\frac{E}{\hbar}\hat{\tau}}}{\partial\hat{\tau}} = Ae^{-i\frac{E}{\hbar}\hat{\tau}}(-i\frac{E}{\hbar}) = -i\Psi\frac{E}{\hbar} \quad (2.17)$$

Подставляя функцию скорости частицы (2.1) в (2.16) и приравнивая (2.17), получаем уравнение:

$$\tilde{v}_1 = \frac{\Psi}{2\hat{\tau}} = \frac{v_0}{2}tg\varphi = -\Psi\frac{E}{\hbar}i$$

(2.18)

Из него следует, что время $\hat{\tau}$ является мнимой величиной:

$$\hat{\tau} = -\frac{\hbar}{2iE} = i\frac{\hbar}{2E}$$

(2.19)

Другими словами, движение частицы вдоль собственной оси $\hat{\tau}$ не происходит. Но оно должно происходить вдоль пространственной оси. Для доказательства, выразим тангенс угла через прямой и обратный темп из (2,3). Рассмотрим движение в обратном потоке, для которого $\dot{\psi}_{ï\eth} = \dot{\psi}_{î\acute{a}\eth} = -i$:

$$\frac{1}{2}tg\varphi = -\frac{1}{\dot{\psi}_{ï\eth} + \dot{\psi}_{î\acute{a}\eth}} = -\frac{1}{(-2i)} = \frac{1}{2i} = -\frac{i}{2}$$

Подставляя в (2.18), получаем:

$$\tilde{v}_1 = \frac{v_0}{2}tg\varphi = -\frac{v_0}{2}i = -\Psi i\frac{E_{î\acute{a}\eth}}{\hbar}$$

Откуда:

$$\frac{E_{î\acute{a}\eth}}{\hbar} = \omega_0 = \frac{v_0}{2\Psi} = \frac{v_0}{2v_0\psi} = \frac{1}{2\psi} = \frac{s}{\psi} \quad (2.20)$$

где $s = \frac{1}{2} = \omega_0\psi$ – спиновое квантовое число для обратного потока времени.

$s = -\frac{1}{2} = \omega_0\psi$ – спиновое квантовое число для прямого потока времени.

Т.о. прямой и обратный потоки времени являются причинами возникновения спинов – квантовых чисел, характеризующих собственное вращение частиц, вокруг своих осей. Кроме того, из (2.20) видно, что происходит изменение частоты вдоль оси собственного пространственного времени. Т.к. волновая функция (2.18) определяется для стационарного силового поля, то полная энергия есть постоянная величина. Значит

круговая частота $\omega_0 = 2\pi / T_0 = const$. Исходя из определения спина, можно определить величину собственного пространственного времени:

$$\psi_0 = \frac{1}{2\omega_0} = \frac{1}{2 \cdot \frac{2\pi}{T_0}} = \frac{T_0}{4\pi} = \frac{\pi T_0}{4\pi^2} = \pi T_0 \alpha_{GU}, \qquad (2.21)$$

где $\alpha_{GU} = 1/4\pi^2 = 0,02533$ есть константа поля великого объединения.

Из полученной формулы можно понять механизм появления спина. Причина в том, что каждая элементарная частица содержит внутри себя сферическую область 3-пространства, в котором заключено поле великого объединения (ПВО). Поле действует на вакуумные частицы области – гравитоны, уменьшая их массу и переводя их в легкие гравитоны. Соответственно, хрональные частицы области – хрононы, расположенные на поверхности сферы, тоже становятся легче. Движение хрононов по поверхности сферы происходит со световой скоростью. Полная энергия хрононов, уравновешивается гравитационной энергией от силы Планка.

Все сказанное легко доказывается с помощью формулы (2.21). Для этого выразим период в виде: $T_0 = M_0 G / c^3$. Подставляя в (2.21) и преобразовывая, получаем:

$$(c\psi_0)\frac{c^2}{G} = l_0 \frac{c^2}{G} = \pi M_0 \alpha_{GU},$$

(2.22)

где $l_0 = c\psi_0$ – радиус 3-мерного шара.

Пусть масса M_0 состоит из гравитонов – вакуумных частиц, имеющих чрезвычайно малую массу $\mu_{\tilde{a}\eth}$. Через массу гравитона может быть выражена масса хронона по формуле: $\mu_\chi = \pi \mu_{\tilde{a}\eth}$. Тогда масса $M_0 = \mu_{\tilde{a}\eth} N_0$, где N_0 – число гравитонов в массе. После подстановки массы в (2.22) и умножения обоих частей на квадрат скорости света, получаем уравнение, описывающее равенство энергий:

$$\frac{c^4}{G} l_0 = F_0 l_0 = \pi \mu_{\tilde{a}\eth} N_0 \alpha_{GU} c^2 = \mu_\chi N_0 \alpha_{GU} c^2 = M_{0\chi} \alpha_{GU} c^2 = W_{0\chi} \qquad (2.23)$$

где $c^4 / G = F_0$ есть сила Планка;

$M_{0\chi} = \mu_\chi N_0$ есть хрональная масса области, рассредоточенная на ее поверхности и подвергнутая воздействию поля великого объединения.

$W_{0\chi}$ есть полная энергия хрональной массы.

Рассмотрим появление вращательного момента, закручивающего сферу радиуса l_0 с точки зрения теории времени. Для этого рассмотрим два типа полей, существующих в элементарной частице. Первый тип есть ПВО – это поле, скрытое внутри пространства элементарной частицы. Его характерной особенностью является равенство констант трех основных взаимодействий, кроме гравитационного. Это поле сосредоточено в ядре частицы. Вокруг ядра на некотором расстоянии от него рассредоточен второй тип поля – поле электрослабого взаимодействия (ПЭВ). Константа электрослабого поля равна:

$$\alpha_W = \frac{1}{3\pi^2} = \frac{1}{29,6088132} = 0,033773727 \qquad (2.24)$$

Отношение обоих констант равно:

$$\frac{\alpha_{GU}}{\alpha_W} = \frac{3}{4} = \sin^2 60° = \sin^2 \theta_{GW}, \qquad (2.25)$$

где $\theta_{GW} = 60°$ есть угол Вайнберга для обеих полей.

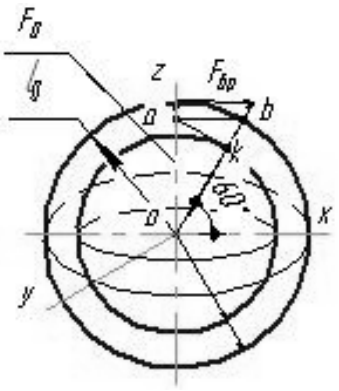


Рис.1

Общее расположение полей показано на Рис.1

Отрезок $ok = \alpha_{GU}$ характеризует ПВО. Отрезок $ob = \alpha_W$ характеризует ПЭВ. Чтобы перейти к отношению (2.25) надо рассмотреть два равенства отрезков:

$ao = ob\sin 60°$ и $ok = ao\sin 60°$. Из них следует $ok = \alpha_{GU} = ob\sin^2 60° = \alpha_W \sin^2 60°$.

Для перехода равенства энергий (2.23) в равенство моментов, закручивающих пространственную область, умножим обе части на $ctg\theta_{GW} = ctg60°$. Выразим α_{GU} через α_W. В результате получаем уравнение моментов:

$$M_{0\hat{a}\partial} = (F_0 ctg\theta_{GW})l_0 = M_{0\chi}\alpha_W \frac{3}{4} ctg\theta_{GW} c^2 = M_{0\chi}\alpha_W \sin^2\theta_{GW} ctg\theta_{GW} c^2 = M_{0\chi}\alpha_W c^2 \frac{\sin 2\theta_{GW}}{2}, \quad (2.26)$$

где $M_{0\hat{a}\partial}$ – есть вращающий момент, закручивающий пространственную область в потоке обратного времени вокруг оси y;

$F_{\hat{a}\partial} = F_0 ctg\theta_{GW}$ сила, приложенная по касательной к сфере и перпендикулярная силе Планка (см. Рис.1);

$\sin 2\theta_{GW} = \sin 120° = \frac{\sqrt{3}}{2}$ – синус двойного угла Вайнберга.

Из (2.26) следует выражение для двойного угла Вайнберга:

$$\frac{M_{0\hat{a}\partial}}{\frac{M_{0\chi}\alpha_W c^2}{2}} = \sin 2\theta_{GW} = \frac{\sqrt{3}}{2} \quad (2.27)$$

Оно может быть преобразовано к отношению момента количества движения к постоянной Дирака:

$$\frac{(F_0 ctg\theta_{GW})l_0}{\frac{M_{0\chi}\alpha_W c^2}{2}} = \frac{(\frac{m_0 c^2}{\ell_0} ctg\theta_{GW})l_0}{\frac{m_0 M_{0\chi}\alpha_W c^2}{2m_0}} = \frac{(m_0 c \cdot ctg\theta_{GW})l_0}{\frac{M_{0\chi}\alpha_W m_0 \ell_0 c}{2m_0}} = \frac{(m_0 c \cdot ctg\theta_{GW})l_0}{\frac{M_{0\chi}\alpha_W \hbar}{2m_0}} = \frac{L}{\hbar} = \sqrt{s(s+1)} = \frac{\sqrt{3}}{2},$$

где $L = \frac{(m_0 c \cdot ctg\theta_{GW})l_0}{\frac{M_{0\chi}\alpha_W}{2m_0}} = \frac{(2{m_0}^2 c \cdot ctg\theta_{GW})l_0}{M_{0\chi}\alpha_W} = \frac{(2m_0 c\ell_0 \cdot m_0 ctg\theta_{GW})l_0}{M_{0\chi}\alpha_W \ell_0} = 2\hbar\frac{m_0 ctg\theta_{GW} l_0}{M_{0\chi}\alpha_W \ell_0}$

есть момент количества движения или момент импульса;

$s = \frac{1}{2}$ есть спиновое квантовое число.

В квантовой механике величина L выводится из уравнения Шредингера, представленного в операторной форме [4. т.2. с201]: $\hat{L}^2 = \hbar^2\Lambda$. После решения задачи момент количества движения по своей величине может принимать значения:

$L = \hbar\sqrt{l(l+1)}$, где l – квантовое число.

О частицах – гравитонах и хрононах автор планирует рассказать в другой статье. Приведенное объяснение возникновения спина подтверждает их косвенное существование.

В заключение выразим из (2.17) энергию E:

$$E = -\frac{\partial\Psi}{\partial\hat{\tau}}\frac{\hbar}{\Psi i} = \frac{\partial\Psi}{\partial\hat{\tau}}\frac{i\hbar}{\Psi}$$

(2.24)

Подставляя в (2.12), получаем уравнение Шредингера в общем виде:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla\Psi + U\Psi = i\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial\hat{\tau}}$$

(2.25)

Шредингер установил его в 1926 году. Т.к. в него входит производная по времени, то оно стало называться временным уравнением Шредингера. Но физический смысл уравнения не был понят. Автор надеется, что приведенный вывод поможет по-другому взглянуть на квантовые процессы и продолжить изучение времени на новом уровне.

Этот уровень должен учитывать существование мира в двух потоках времени. Обратный поток совпадает с положительным пространственным временным направлением. В нем существуют элементарные частицы нашего мира. Прямой поток совпадает с отрицательным пространственным временным направлением. В нем существуют элементарные античастицы антимира, зеркально отраженного пространству нашего мира. Найденные направления временных потоков следует рассматривать как проекции векторов длительностей, наклоненных к указанным направлениям под углами $45°$. Эти углы являются следствием собственных колебаний вакуума. Общая схема направлений векторов, а значит и области применимости квантовой механики, основанной на уравнении Шредингера, показана на Рис.2

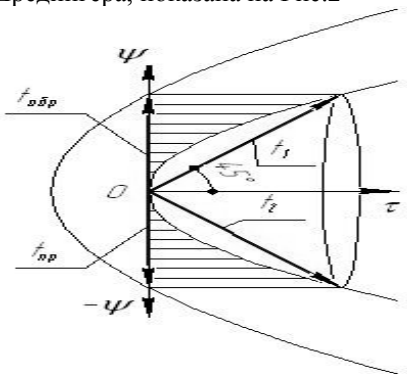


Рис.2

3. Атом водорода.

Мы живем в пространстве-времени, ограниченном конусом длительности с половинным углом при вершине $\alpha = 45°$. Квантовые события происходят за пределами конуса, но существенным образом влияют на вещество в нем. Критерием наличия вещества может служить первичный элемент вселенной – водород. Теория атома водорода, основанная на квантовых постулатах, была разработана Бором и сыграла важную роль в изучении спектральных серий. Одним из выводов теории была формула, описывающая изменение радиусов стационарных орбит пропорционально квадрату квантового числа n [1.с.139]

$$r_n = r_1 n^2 \quad ,$$

(3.1)

где $r_1 = \frac{\hbar^2}{m_e e^2}$ есть боровский радиус атома.

Покажем, что формула (3.1) является следствием проекций волновой функции на параболическую кривую, описываемую вектором длительности. Для этого рассмотрим формулу волновой функции прямого потока (1.9а). Преобразуем ее к виду:

$$\frac{\hat{t}}{t_0} = \cos\varphi + i\sin\varphi = \frac{\hat{\tau}}{\hat{t}} + i\frac{\psi}{\hat{t}}$$

Откуда следует:

$$\frac{\hat{t}^2}{t_0} = \hat{\tau} + i\psi = \hat{t}$$

(3.2)

Сокращая на $\hat{t}$ обе части, приходим к выражению $\hat{t} = \hat{t}_0$. Из него и следует квантовая функция угла поворота обратного потока (1.9б).

Но формулу (3.2) можно рассматривать и по-другому. Т.к. падающий вектор времени совпадает с направлением оси собственного пространственного времени, то $-\psi = \hat{t}$ и $\hat{\tau} = 0$. Покажем, что такое положение вектора влияет на координату собственного времени вектора длительности. Используем формулу (2.9б), выразив ее через временные координаты падающего вектора:

$$\hat{\tau} = \frac{\psi^2}{2t_0} - \frac{t_0}{2} = \frac{\tau}{2} - \frac{t_0}{2},$$

где $\tau = \frac{\psi^2}{t_0}$ есть парабола, описываемая вектором длительности (см.[3.с.32]).

Откуда $\tau - 2\hat{\tau} = t_0$ или

$$\tau - \hat{\tau} = t_0 + \hat{\tau} = \hat{t}$$

(3.3)

В случае $\hat{\tau} = 0$ имеем равенство: $\tau = \hat{t}$. Но с другой стороны, между вектором длительности и падающим вектором имеет место формула связи [3.с.33]: $t = 2\hat{t}\cos\alpha$.

Откуда следует уравнение относительно угла наклона вектора длительности:

$$\frac{1}{2} = \frac{\tau}{t}\cos\alpha = \cos^2\alpha$$

Или $\cos\alpha = \pm\frac{1}{\sqrt{2}}$ при $\alpha = \pm 45°$. Т.о. имеем вектор длительности, наклоненный под углом $\pm 45°$ к оси τ. Это возможно, если падающий вектор прямого потока совпадает по направлению с осью $-\psi$, т.е. имеет угол $\varphi = 2\alpha = -90°$.

С учетом проведенных преобразований формула (3.2) может быть записана в виде:

$$\frac{\hat{t}^2}{t_0} = \frac{\psi_{i\delta}{}^2}{t_0} = \hat{t} = \tau$$

(3.4)

Из (1.9в) следует, что при угле $\varphi_{i\delta} = 2\pi n = \frac{2\pi}{\grave{O}_0} n = \omega_0 \psi_{i\delta}$, имеющем место в окружности радиуса ψ, расположенной перпендикулярно оси τ, координата $\psi_{i\delta} = n\grave{O}_0$ является квантованной. Подставляя его в уравнение (3.4), приходим к условию квантования уровней в параболическом пространстве вектора длительности:

$$\tau = \hat{t} = \frac{\psi_{i\delta}{}^2}{t_0} = \frac{n^2\grave{O}_0^2}{t_0} = \frac{\grave{O}_0^2}{t_0} n^2 = \grave{O}_0 n^2, \qquad (3.5)$$

где $t_0 = \grave{O}_0$ есть период обращения элементарной частицы.

Эта формула является основой для вывода функции изменения квантовых уровней во времени длительности для атома водорода. Для того чтобы перейти к формуле Бора (3.1), представим период в виде отношения:

$$\grave{O}_0 = \frac{r_1}{v_0}$$

(3.6)

Тогда формула (3.5) преобразуется к (3.1):

$$r = v_0\tau = r_1 n^2$$

(3.7)

Как видно из формулы, радиус стационарных орбит изменяется во времени τ.

Полученная формула радиуса квантовых орбит в теории Бора получается из равенства кинетической энергии электрона в атоме [1.с.132]:

$$K = \frac{1}{2} m_e v^2 = \frac{1}{2}\frac{e^2}{r}$$

Скорость находится из постулата Бора для квантовых орбит [1.с.137]:

$$v = \frac{\hbar n}{m_e r}$$

Подстановка в уравнение приводит к равенству [1.с.138]:

$$K = \frac{1}{2} m_e (\frac{\hbar n}{m_e r})^2 = \frac{1}{2} \frac{e^2}{r}$$

К подобному выражению можно прийти и непосредственно из (3.7), записав его в виде:

$$\frac{1}{2} m_e (\frac{\hbar n}{m_e r})^2 = \frac{1}{2} \frac{\hbar^2}{m_e r_1 r} = \frac{1}{2} \frac{e^2}{r}$$

Откуда $\hbar^2 / m_e r_1 = e^2$. Согласно (3.1) находим боровский радиус:

$$r_1 = \frac{\hbar^2}{m_e e^2} = \frac{\hbar}{m_e c \frac{e^2}{\hbar c}} = \frac{m_0 \ell_0 c}{m_e c \alpha_e} = \frac{n_e \ell_0}{\alpha_e} = \frac{r_e}{\alpha_e^2}, \qquad (3.8)$$

где $r_e = \alpha_e n_e \ell_0$ есть классический радиус электрона,

$n_e = \frac{m_0}{m_e}$ – число электронов в массе Планка.

$\hbar = m_0 \ell_0 c$ – постоянная Дирака, выраженная через единицы Планка.

Из (3.8) следует скорость v_e электрона на первом энергетическом уровне атома:

$m_e c \alpha_e r_1 = m_e v_e r_1 = \hbar$, где $v_e = c\alpha_e$ (3.9)

Зная формулу первой квантовой орбиты, можно определить скорость v_0, входящую в (3.7). Для этого надо знать частоту обращения электрона вокруг ядра в атоме водорода.

Она входит в формулу скорости $v_e = \omega_e r_1 = (2\pi / T_e) r_1$ и может быть определена из нее:

$$\frac{2\pi}{T_e} = \frac{v_e}{r_1} = \frac{c\alpha_e}{r_1} = \frac{e^2}{\hbar r_1}$$

Откуда:

$$T_e = \frac{2\pi\hbar r_1}{e^2} = \frac{r_1}{v_0}$$

Находим скорость v_0:

$$v_0 = \frac{e^2}{2\pi\hbar} = \frac{e^2}{h} = \frac{c}{2\pi} \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{c\alpha_e}{2\pi} = \frac{v_e}{2\pi} = 348,423 \hat{e}\grave{i} \ / \tilde{n}\mathring{a}\hat{e} \qquad (3.10)$$

Она является скоростью перехода между временными уровнями в параболе вектора длительности, расположенными вдоль собственной временной оси времени вектора длительности.

Эту скорость можно связать с причинной механикой Н.А. Козырева [2.с.232]. Согласно его теории: «Причины и следствия всегда разделяются временем. Промежуток времени между причиной и следствием может быть сколь угодно малым, но не может быть равным нулю. Время обладает особым, абсолютным свойством, отличающим будущее от прошедшего, которое может быть названо направленностью или ходом. Этим свойством определяется отличие причин от следствий, ибо следствия находятся всегда в будущем по отношению к причинам».

Под ходом времени в причинной механике понимается скорость $\tilde{n}_2 = \delta\tilde{o} / \delta t$. Она определяется формулой [2.с.367]: $c_2 = e^2 / \hbar = ce^2 / \hbar c = c\alpha_e = v_e$.

Как видим, эта скорость является линейной скоростью вращения электрона вокруг протона в атоме водорода. Она не участвует в передаче взаимодействия от причины к следствию вдоль временной оси и поэтому не может служить ходом времени. Наиболее подходящей скоростью передачи является постоянная скорость v_0, определяемая из (3.10) и пропорциональная скорости c_2. Из физики атома известно, что переход электрона на более высокий энергоуровень в атоме происходит в результате освещения его пучком света. В этом случае налицо наличие причинно-следственного звена, в котором причиной является действие источника света, а следствием – переход электрона на более высокий уровень с испусканием фотона. В

квантовой физике считается, что переход с одного уровня на другой происходит мгновенно. В рассматриваемом случае он происходит со скоростью v_0 перехода причины в следствие.

В заключении хочется отметить, что эта скорость входит в волновую функцию. По определению (2.3) волновая функция есть произведение: $\Psi = v_0\psi$. В нашем случае ход времени входит в функцию параболы (3.5). Умноженная на скорость, она может быть записана в виде волновой функции:

$$r = v_0\tau = \frac{v_0^2\psi_{ïð}^2}{v_0 T_0} = \frac{\Psi^2}{r_1} = r_1 n^2 \qquad .$$

(3.11)

Заключение

Рассмотренная структура времен позволяет логически объяснить квантовую природу микрообъектов, которая следует из этой структуры. Она возникла в начале образования Вселенной и с тех пор природа подчиняется ее законам. Для микромира – это законы квантовой механики, основанные на уравнении Шредингера. Вывод уравнения приведен в рассмотренной работе. Автор надеется, что он прояснит многие загадки квантовой физики, если в основу будет положена предлагаемая структура времени.

Ход времени, введенный в виде скорости, позволяет связать процессы в атоме водорода с причинной механикой Козырева Н.А и подвести под нее теоретический фундамент. Основанная на постулатах и тонких экспериментах с плохой воспроизводимостью результатов, эта наука так и не получила достоверного признания. Автор думает, что предложенная им формула хода времени, поможет в теоретизации законов причинной механики и выведет изучение времени в атомных системах на более высокий уровень.

Литература

1. *Акоста В., Кован К., Грэм Б.* Основы современной физики. М.: Просвещение, 1981.495 с.
2. *Козырев Н.А*. Избранные труды. Л. Изд. Ленинградского университета, 1991г. 448 с.
3. *Романенко В.А*. Время и вакуум – неразрывная связь. Наука, техника и образование №3, М., 2014г. Изд. «Проблемы науки».
4. *Шпольский Э.В.* Атомная физика т.1, т.2. М., Наука, 1974г. 1024 с.
5. *Яворский Б.М., Детлаф А.А*. Справочник по физике. М., Наука.1990г. 624 с.