



Распад нейтрона в классической и квантовой механике

Neutron decay in the classic and quantum mechanics

А. П. Трунев (Toronto, Canada)

Alexander P. Trunev

На основе классической и квантовой механики сделан анализ движения электронов вблизи протонов. Показано, что это движение характеризуется наличием дополнительного квантового числа, ответственного за распад нейтронов.

On the basis of classical and quantum mechanics have been analyzed the motion of electrons near protons. It is shown that this movement is characterized by the presence of an additional quantum number, which is responsible for the decay of neutrons.

Ключевые слова: Бета-распад, релятивистская механика, квантовая механика, нейтрино, нейтрон, электрон

Keywords: Beta decay, relativistic mechanics, quantum mechanics, neutrinos, neutrons, electrons

Введение

В 1932 году Чедвик /1/ открыл новую частицу, которая получила название нейтрон. Этому открытию предшествовала длительная история развития представлений о строении атомного ядра, которое, согласно гипотезе Резерфорда (1920), должно содержать электрически нейтральную частицу. Основные свойства этой частицы были установлены экспериментально еще в 30-х годах прошлого века /2/. Среднее время жизни свободного нейтрон составляет около 885,7 с. Нейтрон распадется на протон, электрон и антинейтрино по схеме (бета-распад):



В дальнейшем было установлено, что в ядрах протон может переходить в нейтрон по схеме обратного бета-распада



Другой возможный канал – это К-захват



Первую теорию бета-распада предложил в 1933 Энрико Ферми /3/. В последующем было предложено еще несколько теорий, включая теорию Фейнмана и Гелл-Манна /4/. В настоящее время, согласно существующей стандартной модели, реакция (1) идет с участием промежуточного векторного калибровочного W^- бозона /5/. В этой модели протон и нейтрон являются составными частицами, содержащими по 3 кварка. Однако разбить протоны на составные части так и не удалось, хотя считается, что адронные струи, наблюдаемые в экспериментах по соударению протонов при высокой энергии, представляют собой кварк-глюонную плазму /6-7/.

Было установлено, что распределение электрического заряда в нейтроне включает внешнюю отрицательно заряженную шубу, положительно заряженный внутренний слой и отрицательно заряженное ядро /8/. Из схемы распада (1) и классических представлений о взаимодействии заряженных частиц, можно было бы предположить, что протон образует вместе с электроном подобие атома водорода, чем и объясняется наблюдаемая электромагнитная структура нейтрона. Рассмотрим эти вопросы более подробно.

Классическое движение электрона в системе электрон-протон

Равновесная орбита электрона, вращающегося вокруг протона под влиянием электростатической силы притяжения (закон Кулона), описывается уравнением

$$\frac{m_e(u)u^2}{r} = \frac{e^2}{r^2} \quad (4)$$

Здесь $m_e(u)$ - масса электрона в зависимости от скорости движения с учетом возможных релятивистских эффектов. Отметим, что уравнение вида (4) широко применялось в экспериментальных исследованиях зависимости массы электрона от скорости при проверках теории Лоренца-Эйнштейна

(СТО) /9-10/, а также положенно в основу методов анализа движения частиц в магнитном бета-спектрометре /11/.

Считая, что прирост массы нейтрона по отношению к массе протона обусловлен законом сохранения энергии в системе протон-электрон, представим энергию покоя нейтрона в виде

$$m_n c^2 = m_p c^2 + m_e(u) c^2 - \frac{e^2}{r} \quad (5)$$

Экспериментальные данные о массах и магнитных моментах элементарных частиц, участвующих в реакции (1), приведены в таблице (1)

Таблица 1. Фундаментальные свойства элементарных частиц /12-13/

Частица	Нейтрон n^0	Протон p^+	Электрон e^-	\bar{V}_e
Масса, MeV/c ²	939.565560(81)	938.272013(23)	0.510998910(13)	< 2.2 eV
Заряд, Кулон	0	$1.602176487(40) \times 10^{-19}$	$-1.602176487(40) \times 10^{-19}$	0
Магнитный момент в магнетонах (ядерных или Бора)	$-1.9130427(5) \mu N$	$2.792847351(28) \mu N$	$-1.00115965218111 \mu B$	$10^{-19} \mu B$
Электрический дипольный момент	$< 2.9 \times 10^{-26} e.cm$	$< 5.4 \times 10^{-24} e.cm$?	?

Выражая энергию связи согласно (4) и подставляя это выражение в (5), находим

$$m_n - m_p = m_e(u)(1 - u^2 / c^2) \quad (6)$$

Экспериментально было установлено /9-10/, что поперечная масса электрона зависит от скорости по формуле Лоренца-Эйнштейна

$$m_e(u) = m_e(0) / (1 - u^2 / c^2)^{1/2} \quad (7)$$

Подставляя выражение (7) в уравнение (6), находим окончательно

$$m_n - m_p = m_e(0)(1 - u^2 / c^2)^{1/2} \quad (8)$$

Согласно полученному выражению (8), разница масс нейтрона и протона убывает с ростом скорости электрона, поэтому не может превышать массы

покоя электрона, что находится в противоречии с данными экспериментов. Действительно, комбинируя массы частиц из таблицы 1, находим

$$(m_n - m_p) / m_e(0) = 2,531015 \quad (9)$$

Следовательно, не существует равновесной орбиты электрона вокруг протона, обеспечивающей наблюдаемую разность масс протона и нейтрона. Рассмотрим простое решение проблемы (9), используя уравнение (8) в качестве основы для дальнейших построений. Предположим, что это уравнение выполняется при субсветовой скорости движения электрона в виде

$$m_n - m_p = m_e(0) / (1 - u^2 / c^2)^a, \quad a > 0 \quad (10)$$

Тогда существует такая орбита, для которой одновременно выполняется условие равновесия (4) и уравнение (10). Скорость электрона на этой орбите составляет

$$u / c = \sqrt{1 - m_e^{1/a} / (m_n - m_p)^{1/a}} \quad (11)$$

Вычислим момент вращения электрона, предполагая, что формуле Лоренца-Эйнштейна (7) соответствует, с учетом (10), следующее выражение

$$m_e(u) = m_e(0) / (1 - u^2 / c^2)^{1+a} \quad (12)$$

В результате находим

$$L = m_e(u)ur = m_e(u)u \frac{e^2}{m_e(u)u^2} = \alpha \hbar c / u \quad (13)$$

Здесь $\alpha = e^2 / \hbar c$ - постоянная тонкой структуры. Следовательно, полученное соотношение (13) не отвечает правилу Бора квантования классических орбит в атоме водорода. Определим магнитный момент, соответствующий механическому моменту (13), имеем

$$\mu = - eur / 2c = \frac{- eL}{2m_e(u)c} = - \alpha \mu_N \frac{m_p}{m_e} \frac{m_e}{m_e(u)} \frac{c}{u} \quad (14)$$

Наблюдаемый магнитный момент нейтрона складывается из магнитного момента электрона (14) и магнитного момента протона, что с учетом знака магнитного момента электрона и уравнений (10) и (12) представим в виде

$$\mu_n = \mu_p - \alpha \mu_N \frac{m_p}{m_e} \frac{c}{u} \left(\frac{m_e}{m_n - m_p} \right)^{\frac{1+a}{a}} \quad (15)$$

Наконец, используя данные таблицы 1 и разрешая уравнение (15) относительно неизвестного параметра степени, находим

$$a = 1,69128; \quad u/c = 0,65001 \quad (16)$$

Радиус орбиты определяется классическим радиусом электрона и составляет

$$r_1 / r_0 = 0,591269, \text{ здесь } r_0 = e^2 / m_e c^2 = 2,81794 \cdot 10^{-15} \text{ м}.$$

Таким образом, установлено, что равновесная орбита электрона вокруг протона с учетом массы и магнитного момента нейтрона существует только в том случае, если связь энергии и импульса электрона описывается более общим соотношением, чем это следует из теории Лоренца-Эйнштейна.

Движение электрона с учетом формфактора протона

Возникает вопрос, соответствует ли дисперсионное соотношение (19) существующей парадигме СТО, основанной на идеях Лоренца и Эйнштейна, т.е. можно ли, например, вывести показатель степени в уравнении (12) из каких-то общих соображений симметрии и подобия движения заряженных частиц в электромагнитном поле?

Заметим, что согласно экспериментальным данным, протон не является точечным зарядом [7, 14], поэтому электрон взаимодействует не со всем зарядом протона, а только с той его частью, которая находится внутри орбиты. Используя известный из эксперимента формфактор протона, можно определить эту часть, а затем вычислить параметры задачи. Очевидно, что сила взаимодействия уменьшается в этом случае, а уравнение равновесия (4)

с учетом (12) можно представить как

$$\frac{m_e(0)u^2}{r\sqrt{1-u^2/c^2}} = \frac{e}{r^2} e(1-u^2(r)/c^2)^{1/2+a} = \frac{ee'}{r^2} \quad (17)$$

Отсюда следует, что неизвестный параметр задачи a можно рассматривать как модель формфактора протона.

Действительно, предположим, что распределение плотности электрического заряда в протоне описывается функцией /14/

$$\rho(r) = (eb^3/2r_0^3) \exp(-br/r_0) \quad (18)$$

По современным данным $b=12,252$ (отметим, что в теории обычно используется параметр $r_0/b = 0,23\text{Фм}$).

Электрон взаимодействует только с той частью заряда, которая находится внутри орбиты. Используя (18), находим эту часть заряда

$$e'(r) = 4\pi \int_0^r \rho r^2 dr = e(1 - e^{-x}(x^2/2 + x + 1)), \quad x = br/r_0 \quad (19)$$

Выпишем для этого случая уравнения модели, имеем

$$\frac{m_e(u)u^2}{r} = \frac{ee'}{r^2} \quad (20)$$

$$m_n c^2 = m_p c^2 + m_e(u)c^2 - \frac{e^2}{r} (1 - e^{-x}(x/2 + 1))$$

Здесь в последнем уравнении потенциал получен путем интегрирования выражения силы в правой части первого уравнения.

Если в уравнениях (20) зависимость массы от скорости подчиняется уравнению Лоренца-Эйнштейна, то эта система не имеет решения для положительных значений параметра b распределения (18). Если же использовать выражение (12), то для каждого значения a существует единственное значение b такое, что решение системы (20) существует и единственное. Следовательно, $b = b(a)$, что и требовалось доказать.

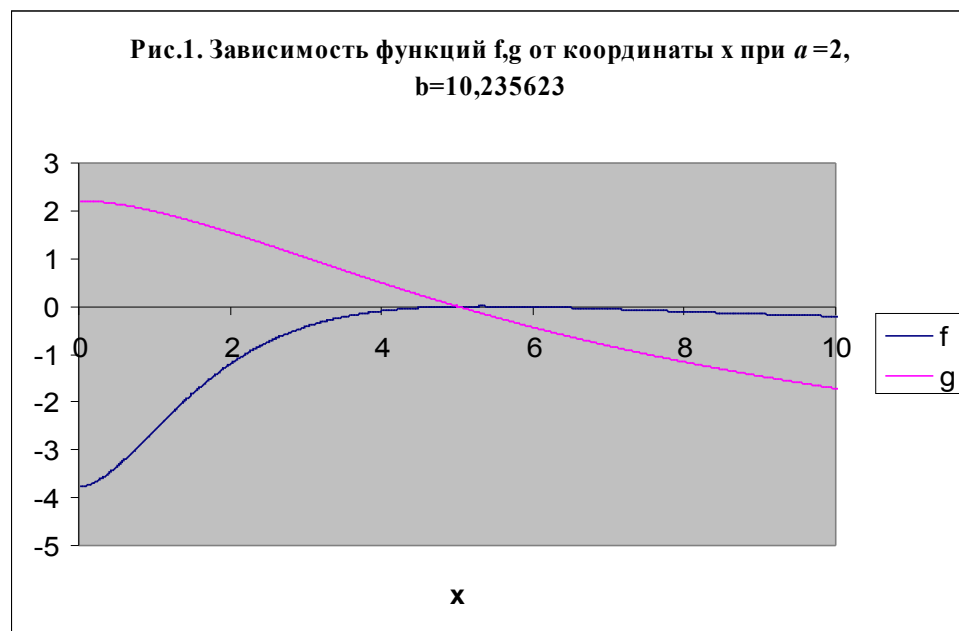
Очевидно, что это решение должно быть совместно с уравнением (15), которым определяется магнитный момент нейтрона. Для совместного решения уравнений (15) и (20) определим новые функции согласно

$$f(x) = \frac{1}{m_e(0)c^2} \left(b \frac{ee'(x)}{r_0 x} - m_e(u(x))u^2(x) \right) \quad (21)$$

$$g(x) = \frac{1}{\mu_N} \left(-\mu_n + \mu_p - \alpha \mu_N \frac{m_p c}{m_e u} \frac{m_e}{m_e(u)} \right)$$

Здесь функция $u(x)$ является решением второго уравнения (20). Тогда полное решение системы уравнений (15) и (20) достигается в такой точке, где $f(x) = g(x) = 0$. На рис. 1 представлена зависимость функций (21) от координаты x для $a=2$, $b=10,2356$. При этих значениях параметров с высокой степенью точности (10^{-7}) реализуется единственное совместное решение уравнений (15) и (20):

$$a = 2; b = 10,235623; r/r_0 = 0,48916075; u/c = 0,6289020 \quad (22)$$

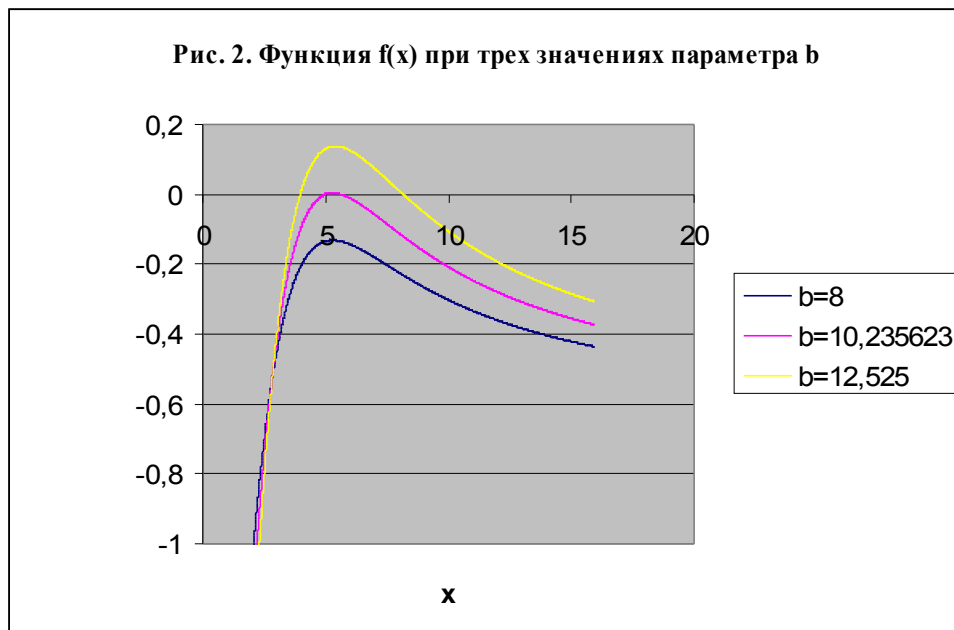


Уравнение (15) и его решение (16) или (22) ничем не выделено, кроме того, что электрон вращается на такой орбите, чтобы обеспечить наблюдаемую массу и магнитный момент нейтрона. В силу гипотезы о распаде свободного нейтрона по каналу (1), необходимо предположить, что электрон в составе нейтрона вообще не имеет спина, а приобретает спин в процессе распада. При этом орбитальный момент электрона не является целым, поскольку из (22) следует, что $L = 1,39278441\alpha \hbar$. В ядерной физике принято считать, что нейтрон имеет полуцелый спин. В таком случае можно предположить, что $L_n = \hbar/2$, но при этом протон в составе нейтрона имеет спин $L_p = L_n - L$. Следовательно, протон и электрон в составе нейтрона отличаются от свободного протона и электрона своим фундаментальным параметром спина, тогда как, например, протон и электрон в составе атома водорода не отличаются от свободного протона и электрона. Переопределив магнитный момент протона пропорционально изменению его спина, находим уточненное совместное решение уравнений (15) и (20). Это позволяет уточнить орбитальный момент по уравнению (13) и т.д. Итерационный процесс быстро сходится, так как связан с разложением решений по малому параметру $L/\hbar \approx \alpha$. Окончательный результат несколько отличается от начального решения (22)

$$a = 2; b = 10,286455; r/r_0 = 0,4777778; u/c = 0,63043077 \quad (23)$$

Распад нейтрона и правило квантования

Какова причина распада нейтрона, если электрон имеет орбиту, определяемую согласно (15) и (20)? Для решения типа (23) орбита определяется величиной параметра b , а при небольшом изменении параметра распределения заряда решение либо не существует, либо оно не является однозначным в силу поведения функции $f(x)$ - рис. 2. В первом случае электрон покидает орбиту, что соответствует распаду нейтрона.



Как известно, свободный нейтрон распадается в среднем за время $885,7$ с (период полураспада 613.9 ± 0.8 s). Среди параметров, фигурирующей в задаче о распаде нейтрона этому времени не соответствует никакой масштаб энергии. Какими же параметром определяется постоянная распада? В теории Ферми /3/, Фейнмана /4/ и в стандартной теории бета-распада /5/ этот вопрос решается экспериментальным путем. В настоящей теории среднее время жизни нейтрона можно вычислить достаточно точно. Однако сама задача об определении постоянной распада относится уже к квантовой механике.

Что же изменяется в предложенной выше модели при распаде системы электрон-протон? Изменяется, в первую очередь, показатель степени в выражении (12). Это изменение осуществляется скачком, как всякий квантовый процесс, а полное изменение составляет $\Delta a = 2 - (-1/2) = 5/2$. В этом случае система характеризуется фазовым объемом $(L/\hbar)^3$, приходящимся на одну частицу. Вероятность распада нейтрона определяется вероятностью события встречи 4 частиц – нейтрона, протона, электрона и антинейтрино в одном объеме. Поскольку же

вероятности независимых событий перемножаются, вероятность распада нейтрона пропорциональна величине $(L / \hbar)^{12}$.

Используя золотое правило Ферми /3-4/, запишем вероятность распада в виде

$$w = \frac{\delta E t}{\hbar} \left(\frac{L}{\hbar} \right)^{12} \quad (24)$$

Здесь δE - энергия возмущения, выводящая систему из положения равновесия. Для определения только среднего времени жизни нейтрона в качестве энергии возмущения можно использовать среднюю энергию нейтрино, которая определяется по распределению бета-электронов (теоретический вид спектра бета-электронов рассмотрен ниже), что дает

$$\delta E = 0,592894(m_n - m_p)c^2. \quad \text{Орбитальный момент электрона,}$$

вычисленный по данным (23), составляет $L = 1,376791\alpha \hbar$. Отсюда находим среднее время жизни нейтрона

$$\tau = \frac{\hbar}{\delta E} \left(\frac{L}{\hbar} \right)^{-12} \approx 812c \quad (25)$$

Полученная величина несколько меньше экспериментального значения 885,7 с, что не удивительно, учитывая простоту использованных предположений. Модель (25) можно уточнить, используя более точное значение средней энергии нейтрино с учетом кулоновского взаимодействия электрона и протона. Представляет также интерес независимое вычисление указанной величины на основе только приведенной выше классической модели.

Распад нейтрона и проблема Янга-Миллса

Заметим, что любое движение, для которого действие является гармонической функцией, удовлетворяет и уравнению Шредингера, и уравнению Гамильтона-Якоби, т.е. описывается классическими уравнениями движения. К числу таких движений относится, в частности, движение по

окружности и движение свободных частиц. Это обстоятельство широко используется в физике высоких энергий в различных задачах распада и рассеяния элементарных частиц. Рассмотрим движение по окружности, описываемое уравнениями (12) и (20), в рамках квантовой механики.

Выразим связь энергии и импульса частицы в замкнутом виде, используем уравнение (12) при $a=2$, имеем

$$E(u) = m_e c^2 / (1 - u^2 / c^2)^3 \quad (26)$$

Запишем стандартное выражение, связывающее импульс и энергию в форме

$$E^2 - \mathbf{p}^2 c^2 = \frac{m_e^2 c^4}{(1 - u^2 / c^2)^2} = m_e^2 c^4 \left(\frac{E}{m_e c^2} \right)^{2/3} \quad (27)$$

Рассматривая в уравнении (27) энергию и импульс во внешнем электромагнитном поле как операторы дифференцирования, т.е. полагая

$$E \rightarrow i\hbar \frac{\partial}{\partial t} - e\phi, \quad \mathbf{p} \rightarrow -i\hbar \nabla - \frac{e}{c} \mathbf{A}$$

и применяя уравнение (27) к волновой функции, описывающей состояния системы электрон-протон, находим

$$(E^2 - \mathbf{p}^2 c^2)^3 \psi = m_e^4 c^8 E^2 \psi \quad (28)$$

Следовательно, в рассматриваемом случае в квантовой механике задача о движении электрона вокруг протона, сводится к системе линейных уравнений 6 порядка.

В этой связи заметим, что в стандартной теории квантовой хромодинамики лагранжиан содержит 6 слагаемых, отвечающих 6 кваркам $q = u; d; s; c; b; t / 6$. В задаче о распаде свободного нейтрона комбинация кварков (udd), составляющих нейтрон, переходит в комбинацию кварков (udu), составляющих протон, с участием промежуточного W^- бозона – рис. 3. Здесь возникает парадокс, связанный с тем, что в теории слабых взаимодействий бета-распад нейтрона, обладающего массой 939,6556 MeV,

осуществляется через промежуточный W^- бозон, обладающий гигантской массой порядка 80,3 GeV. Поскольку в событиях бета-распада нейтрона W^- бозон никогда не наблюдался, схема на рис. 3 является одной из многочисленных гипотез современной физики элементарных частиц.

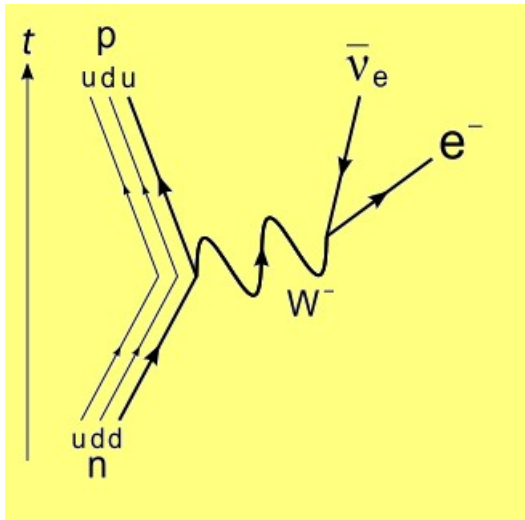


Рис. 3. Бета-распад нейтрона /5/

С другой стороны, в современной теории сильных взаимодействий предполагается, что протон и нейтрон состоят из кварков u , d , обладающих массами, которые зависят от существующих модельных представлений, так как кварки реально не наблюдаются в силу явления конфайнмента, что также является теоретической гипотезой /6-7, 15/. Более того, доказать, что конфайнмент является следствием теории Янга-Милса еще не удалось, а сама проблема объявлена математической проблемой тысячелетия /16/.

Что же изменяется в предложенной выше модели при распаде системы электрон-протон? Изменяется, в первую очередь, показатель степени в выражении (12). Это изменение осуществляется скачком, как всякий квантовый процесс, а полное изменение составляет $\Delta a = 2 - (-1/2) = 5/2$. Следовательно, показатель степени в уравнении (10), вообще говоря, является квантовым числом, ответственным за распад нейтрона. Физический смысл этого квантового числа легче всего понять, сравнивая уравнение (26) с уравнением Клейна-Гордона, которое соответствует формуле Лоренца-Эйнштейна

$$(E^2 - \mathbf{p}^2 c^2)\psi = m_e^2 c^4 \psi \quad (29)$$

Это сравнение показывает, что при изменении показателя степени в уравнении (19) с 2 до $-1/2$, изменилось число квантовых полей с 6 до 2. Следовательно, число квантовых полей, принимающих участие во взаимодействии частиц, само по себе уже является квантовым числом, которое может изменяться скачком, при изменении состояния системы.

Заметим, что в теории Паули нерелятивистский электрон характеризуется двухкомпонентной волновой функцией – спинором, а в релятивистской теории Дирака – биспинором, т.е. волновой функцией с 4 компонентами, хотя, как указал Фейнман /4/, квантовую электродинамику можно сформулировать, используя только спиноры. Таким образом, распад нейтрона можно рассматривать как переход системы электрон-протон из состояния, описываемого уравнением (28) в новое состояние, которое описывается, например, уравнением Дирака для свободного электрона.

В классическом случае этому переходу соответствует изменение параметров орбиты, как в модели излучения по теории Бора. Однако электрон не может занять какую-либо стационарную орбиту, поскольку его момент импульса не является целым в силу уравнения (13). Если же электрон уже находится на стационарной орбите, то он может быть захвачен протоном по схеме К-захвата (3). В этом случае нецелый момент перераспределяется в системе из 6 квантовых полей, так что спин нейтрона оказывается в точности равен $1/2$.

В классической теории считается, что электрон движущийся вокруг ядра (протона) по классической орбите должен потерять энергию и упасть на ядро. В случае нейтрона, который распадается по каналу (1), излучение, напротив, является причиной изменения связанного состояния. В этом случае нет никакой причины, запрещающей электрону иметь ту или иную энергию, поэтому бета-электроны образуют сплошной спектр.

Этот факт был установлен, видимо, еще в 1908 году, когда Отто Ганн и Лиза Мейтнер /17/ сделали фотографии бета-спектров изотопа Ra E в магнитном

спектрометре и обнаружили сплошной спектр в диапазоне импульсов $1500 \leq Hr \leq 5000$ с наиболее интенсивной линией при $Hr = 2100$.

В работе /18/ обсуждается бета-спектр изотопа Ra E, полученный путем прямого измерения числа частиц с помощью электрического счетчика Гейгера. Кинетическая энергия бета-электронов в работах /9-10, 18/ и во многих современных методиках определяется в магнитном спектрометре из уравнения движения электрона в постоянном магнитном поле:

$$\frac{m(u)u^2}{r} = euH \quad (30)$$

Здесь зависимость массы от скорости вычисляется по формуле Лоренца-Эйнштейна (7), т.е. считается, что частицы движутся в магнитном поле по законам релятивистской механики.

Как известно, спектр бета-электронов можно описать зависимостью /3-4, 18-19/:

$$dN / dE_k = C(Z)(E_k + m_0c^2)(E_0 - E_k)^2 \sqrt{(E_k^2 + 2m_0c^2E_k)} \quad (31)$$

Здесь $C(Z)$ - функция, зависящая от атомного номера элемента и от параметров слабого взаимодействия, $E_0 = (m_n - m_p)c^2$. Спектр вида (31) был использован Паули в 1930 г для обоснования существования нейтральной частицы, участвующей в бета-распаде.

В теории Ферми /3/ и Фейнмана /4/ скорость распада нейтрона определяется в виде

$$\frac{1}{\tau} = \frac{G^2}{(2\pi)^3} \int_0^{E_0} (dN / dE) dE \quad (32)$$

Здесь G – константа слабого взаимодействия, которая определяется на основе данных о времени распада нейтрона. Очевидно, что выражение (32) является

гипотезой, поскольку константа слабого взаимодействия вычисляется через среднее время жизни нейтрона.

Распад частиц и комплексное время

Поскольку в настоящей модели взаимодействие протона и электрона осуществляется посредством электромагнитного поля, можно рассматривать нейтрино как аналог электромагнитного излучения, которое в классическом случае приводит к падению электрона на ядро, а в квантовом случае – к распаду нейтрона. В этой связи представляет интерес теория /20/, в которой устанавливается связь уравнения Дирака, описывающего нейтрино, с модифицированными уравнениями Максвелла. Известны различные модификации уравнений Максвелла, обобщающие законы классической электродинамики без изменения числа пространственных измерений /20/ и метрики /21/. С другой стороны, были предприняты многочисленные попытки описания электродинамических явлений в рамках объединенной теории гравитации и электричества /22-25/ в пятимерном пространстве-времени. Отметим также работу /26/, в которой были сделаны оценки орбиты электрона с учетом формфактора протона в рамках стандартной модели Лоренца-Эйнштейна.

В настоящей работе установлено, что равновесная орбита электрона вокруг протона с учетом формфактора протона, позволяющая определить массу и магнитный момента нейтрона существует только в том случае, если связь энергии и импульса электрона описывается более общим соотношением, чем это следует из теории Лоренца-Эйнштейна. На основе этой гипотезы развита классическая модель, позволяющая достаточно точно предсказать массу, магнитный момент и время распада нейтрона по данным для массы и магнитного момента протона, и массы электрона. Параметр теории – показатель степени в зависимости поперечной массы от скорости (12), может изменяться скачком, что приводит к распаду системы.

Возникает вопрос, можно ли применить использованный подход и уравнение (24) для оценки массы, магнитного момента и времени жизни мюонов,

пионов и других элементарных частиц? Решение этого вопроса упирается в уравнение равновесия (4), которое в случае мюонов и пионов не содержит какой-либо силы, удерживающей систему от распада. Действительно, запишем стандартную схему распада пионов и мюонов



Поскольку в правой части уравнений (33) содержатся заряженные частицы только одного знака, из них нельзя создать классическую модель, основанную на силах электромагнитного притяжения, как в случае нейтрона. Для решения этой проблемы обычно привлекают гипотезу гравитационного притяжения, которое может обеспечить стабильное существование частиц на протяжении времени их жизни. Одну из первых моделей такого рода предложил Эйнштейн /27/. С другой стороны, Ми, Вейль и Гильберт, обосновали существование элементарных частиц в рамках нелинейной электродинамики /27/. Различие между этими подходами невелико, так как свойства получающихся объектов приходится выводить из теоретических гипотез, как и в случае теории слабого взаимодействия.

Используя объединенную теорию электромагнетизма и гравитации /22-25/, можно рассмотреть движение заряженных частиц в 5-мерном пространстве-времени. В современной физике периодическое движение в масштабе пятого измерения представлено постоянной Планка \hbar и вытекающей отсюда квантовой теорией /25/. Согласно гипотезе Бергмана-Эйнштейна /24/, движение частиц в пяти измерениях топологически замкнуто относительно пятой координаты.

Было показано /24/, что пятое измерение является пространственно-подобным, следовательно, обобщение классической динамики с учетом движения вдоль пятой координаты может быть связано с введением комплексного времени. В теории динамических систем комплексное время используется в исследованиях, начиная с работ Софьи Ковалевской, http://chaosandcorrelation.org/Chaos/CR_4_2011.pdf

посвященных решению задачи Эйлера-Пуансо о движении твердого тела типа трехосного эллипсоида /28/. В распадах частиц введение комплексного времени играет такую же роль, как и введение слабого взаимодействия, что позволяет заменить любые промежуточные частицы на движение в пятом измерении. Действительно, согласно /25/ движение заряженных частиц в пятимерном пространстве описывается уравнением 5-эйконала:

$$G^{\mu\nu} \frac{\partial \Sigma}{\partial x^\mu} \frac{\partial \Sigma}{\partial x^\nu} = 0$$

$$g_{ik} = \frac{G_{ik} - G_{i5}G_{k5}}{G_{55}}, \quad A_i = \frac{mc^2}{e} \frac{G_{i5}}{G_{55}} = \frac{mc^2}{e} g_i \quad (34)$$

Здесь $G_{\mu\nu}$, g_{ik} , A_i - метрические тензоры в 5-ти и 4-х мерном пространстве и векторный потенциал соответственно.

Переход к классической динамике осуществляется в частном случае, когда $\Sigma = mcx^5 + S(x^1, x^2, x^3, x^4)$. В этом случае первое уравнение (34) сводится к уравнению Гамильтона-Якоби для классического действия

$$g^{ik} \left(\frac{\partial S}{\partial x^i} - mcg_i \right) \left(\frac{\partial S}{\partial x^k} - mcg_k \right) + (mc)^2 = 0 \quad (35)$$

Применяя это уравнение к описанию распада частиц согласно (33), находим, что в 5-оптике в слабых гравитационных полях любые промежуточные частицы, возникающие в процессе распада, соответствуют некоторому постоянному движению в плоскости (t, x_5) . Однако при такой трактовке не возникает никаких различий между стабильными и нестабильными частицами. Чтобы сделать это различие более очевидным, рассмотрим четырехмерную форму уравнения (34). Полагая $G_{55} = 1$, находим выражение метрического тензора в 5-мерном пространстве через гравитационные и электромагнитные потенциалы, имеем /25/

$$G_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} g_{ik} + g_i g_k & g_i \\ g_k & 1 \end{pmatrix}; \quad G^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} g^{ik} & -g^i \\ -g^k & 1 + g^{ik} g_i g_k \end{pmatrix} \quad (36)$$

Используя второе выражение (36), запишем первое уравнение (34) в виде

$$g^{ik} \frac{\partial \Sigma}{\partial x^i} \frac{\partial \Sigma}{\partial x^k} - 2g^{ik} g_k \frac{\partial \Sigma}{\partial x^i} \frac{\partial \Sigma}{\partial x^5} + (1 + g^{ik} g_i g_k) \left(\frac{\partial \Sigma}{\partial x^5} \right)^2 = 0 \quad (37)$$

Решения первого уравнения (34) и соответствующего ему уравнения (37) обладают следующим свойством: если Σ является решением, то и любая однозначная дифференцируемая функция $F(\Sigma)$ такая, что $F'(\Sigma) \neq 0$ во всей области определения решения, также является решением. Поэтому наряду с рассмотренным выше решением этого уравнения в виде линейной функции от пятой координаты, можно рассмотреть также решения вида

$$\Sigma = \hbar \exp[\varepsilon m c x^5 / \hbar + \tilde{S}(x^1, x^2, x^3, x^4) / \hbar] - \hbar \quad (38)$$

Подставляя выражение (38) в уравнение (37) и разделяя переменные, находим, что уравнение (37) сводится к уравнению Гамильтона-Якоби в форме аналогичной (35):

$$g^{ik} \left(\frac{\partial \tilde{S}}{\partial x^i} - \varepsilon m c g_i \right) \left(\frac{\partial \tilde{S}}{\partial x^k} - \varepsilon m c g_k \right) + (\varepsilon m c)^2 = 0 \quad (39)$$

Заметим, что решение (38) является неустойчивым при $\varepsilon = \pm 1$, что соответствует классическому уравнению Гамильтона-Якоби для действия \tilde{S} . Действительно в этом случае решение (38) неограниченно возрастает при $x^5 \rightarrow \pm \infty$ соответственно. С другой стороны, при $\varepsilon = i$ решение (38) устойчиво, что позволяет дать формальную интерпретацию устойчивости элементарных частиц.

Полученные результаты означают, что всякое классическое движение неустойчиво в том смысле, что действие (38) либо неограниченно возрастает, либо неограниченно убывает в процессе движения. Свойство

убывания действия обычно связывают с диссипацией энергии, тогда как свойство возрастания относится к неустойчивому поведению динамических систем.

В модели (39) всякое макроскопическое магнитное поле, например, магнитное поле Земли, может служить центром притяжения заряда. Таким образом, последовательность реакций (33) можно рассматривать как движение электрона в макроскопическом магнитном поле сфокусированном на время жизни частицы в жгут с большим значением индукции. Механизм подобной фокусировки и детальное описание движения электрона выходит за рамки настоящей работы.

Наконец, заметим, что классическое действие свободной релятивистской частицы имеет вид

$$S = - \int_0^{\tau} mc^2 \sqrt{1 - u^2 / c^2} dt = - mc^2 \sqrt{1 - u^2 / c^2} \tau \quad (40)$$

Если время жизни частицы ограничено и выполняется формула Лоренца-Эйнштейна для релятивистского замедления времени в форме

$$\tau = \tau_0 / \sqrt{1 - u^2 / c^2} \quad (41)$$

Тогда из выражения (40) следует, что для такой частицы действие является постоянным, т.е.

$$S = S_0 = - mc^2 \tau_0 \quad (42)$$

Поскольку действие связано с процессом движения, можно построить часы, основанные на этом процессе. Согласно (42), темп хода таких часов не зависит от скорости движения системы отсчета. Обращаясь к выражению (38), находим, что действие механизма таких часов зависит только от пятой координаты, которую в этом случае логично будет назвать абсолютным временем. Полное действие часов выражается формулой

$$\Sigma = \hbar \exp[\varepsilon mcx^5 / \hbar + \tilde{S}_0 / \hbar] - \hbar \quad (43)$$

В случае классических часов имеем $\varepsilon = \pm 1$, поэтому действие неограниченно возрастает, либо убывает, следовательно, классические часы не могут служить для измерения времени достаточно долго без существенной погрешности. В случае же квантовых часов, при $\varepsilon = i$, действие сохраняется, совершая колебания. Следовательно, квантовые часы, основанные на точных измерениях параметров распада частиц /29/, могут служить показателем *абсолютного времени*, в качестве которого выступает пятая координата пятимерного пространства объединенной теории электричества и гравитации /22-25/.

Ссылки

1. Chadwick, James. Possible Existence of a Neutron// Nature 129: 312. 1932.
2. John E. Lodge. New Mystery Ray Tap Power Hidden In Atom//Popular Science, April 1934.
3. Энрико Ферми. Элементарные частицы. Москва, ИЛ, 1953. 102 с.
4. Richard P. Feynman. The Theory of Fundamental Processes. Addison Wesley. ISBN 0-8053-2507-7. (1961).
5. J. Christman. The Weak Interaction. Physnet. Michigan State University, 2001.
http://physnet2.pa.msu.edu/home/modules/pdf_modules/m281.pdf
6. Hunting the Quark Gluon Plasma. RESULTS FROM THE FIRST 3 YEARS AT RHIC. ASSESSMENTS BY THE EXPERIMENTAL COLLABORATIONS. Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC). BNL -73847-2005, April 18, 2005.
7. И. М. Дремин, А. Б. Кайдалов. Квантовая хромодинамика и феноменология сильных взаимодействий // Успехи физических наук, том 176, № 3., с. 275, 2006,
http://ufn.ru/ufn06/ufn06_3/Russian/r063b.pdf
8. G.A. Miller. Charge Densities of the Neutron and Proton// Physical Review Letters 99: 112001. 2007.
9. Neumann, Günther. Die träge Masse schnell bewegter Elektronen//Annalen der Physik 350 (20): 1914, 529–579.
10. Rogers, M. M. et al. A Determination of the Masses and Velocities of Three Radium B Beta-Particles, Physical Review, 57, 1940, 379–383.
11. А. П. Трунев. Квантование энергии электронов в магнитном бета-спектрометре// Chaos and Correlation, May 19, 2010,
http://chaosandcorrelation.org/Chaos/CR7_2010.pdf
12. Mohr P.J., Taylor B.N., Newell D.B. CODATA recommended values of the fundamental physical constants// Reviews of Modern Physics 80: 633–730. 2006.
13. Particle Data Group's Review of Particle Physics 2006
<http://pdg.lbl.gov/2006/tables/bxxx.pdf>
14. Richard P. Feynman. Photon-Hadron Interactions. W.A. Benjamin, Inc., Reading, MA (1972)
15. R Nave. Quarks. HyperPhysics. Georgia State University. <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/Particles/quark.html#c1>
16. ARTHUR JAFFE AND EDWARD WITTEN. QUANTUM YANG–MILLS THEORY/
http://www.claymath.org/millennium/Yang-Mills_Theory/yangmills.pdf

17. Otto Hahn, Lisa Meitner// Phys. Z. 9, 321, 697, 1908.
18. Ellis C. D., Wooster W. A. The average energy of disintegration of Radium E // Proc. Roy. Soc., v. 117, 1927, 109 – 123.
19. Чиен-Шиунг Ву. СОВРЕМЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ФОРМЫ БЕТА-СПЕКТРОВ//УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК, Т. XL/V, вып. 4, 1951.
20. А. В. Рысин, О. В. Рысин, В. Н. Бойкачёв, И. К. Никифоров. Новые взгляды в теории мироздания на основе объединения известных физических теорий. Москва, Техносфера, 2010г.
21. Цикра С.А. Нерелятивистское выражение силы, действующей на электрический заряд, инвариантное в различных ИСО.
<http://www.sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/10116.html>
22. Kaluza, Theodor (1921). "Zum Unitätsproblem in der Physik". *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin. (Math. Phys.)* **1921**: 966–972.
23. Klein, Oskar (1926). "Quantentheorie und fünfdimensionale Relativitätstheorie". *Zeitschrift für Physik a Hadrons and Nuclei* **37** (12): 895–906. doi:10.1007/BF01397481.
24. A. Einstein, P. Bergmann. Generalization of Kaluza's Theory of Electricity// Ann. Math., ser. 2, 1938, 39, 683-701 (см. Альберт Эйнштейн. Собрание научных трудов. Т. 2. – М., Наука, 1966)
25. Ю. Б. Румер. Исследования по 5-оптике. – М., Гостехиздат, 1956. 152 с.
26. Розанов Н. Н. Полуклассическая электромагнитнополевая картина Вселенной и единая теория поля/ <http://electromagnetic-universe-by-nnrozanov.org/wp/>
27. Альберт Эйнштейн. Играют ли гравитационные поля существенную роль в построении элементарных частиц?/ Собрание научных трудов в четырех томах. Т.1. – М., Наука, 1965.
28. Ковалевская С. В. Научные работы — М.: Издательство АН СССР, 1948.
29. D.V.Chitwood, T.I.Banks,M.J.Barnes. Improved Measurement of the Positive Muon Lifetime and Determination of the Fermi Constant/arXiv:0704.1981v2 [hep-ex] 8 Feb 2008.