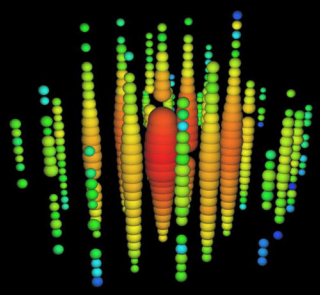
Борис В. Васильев



О Кывнтово-Мехвнической Природе Ядерных Сил и Электромагнитной природе Нейтрино

О Квантово-Механической Природе Ядерных Сил

и

Электромагнитной Природе Нейтрино

Б.В.Васильев

Оглавление

I Введение **7**

1 Главный постулат естественных наук и некоторые псевдотеории XX века **9**

1.1 Общие соображения 9

1.2 Постулат Гилберта 10

1.3 Подмена принципа Гилберта 11

2 Можно ли построить протон из кварков с целочисленным зарядом **15**

II Электромагнитная модель нейтрона **19**

3 Равновесие в системе релятивистский электрон + протон **23**

3.1 Теорема Лармора 24

3.2 Магнитная энергия вращающегося электрона 25

3.3 Равновесие сил в системе протон-электрон 26

3.3.1 Спин нейтрона 26

3.3.2 Магнитный момент нейтрона 27

3.3.3 Масса нейтрона 28

3.3.4 Энергия электрона 28

3.3.5 Кинетическая энергия протона 29

4 Обсуждение **31**

III О природе ядерных сил **33**

5 Одноэлектронная связь двух протонов **35**

6 Ион молекулы водорода **41**

7 Дейтрон **45**

8 Другие легкие ядра **47**

8.1 Ядро ^3_2He 48

8.2 Ядро ^4_2He 48

8.3 Ядро ^6_3Li 49

9 Обсуждение **51**

IV Нейтрино как магнитный гамма-квант **53**

10 Введение **55**

11 Фотоны и нейтрино **57**

11.1 Электромагнитные волны 57

11.1.1 Векторный потенциал поля, создаваемого магнитным диполем 57

11.1.2 Напряженность электрического поля, создаваемого магнитным диполем 58

11.1.3 Напряженность магнитного поля, создаваемого магнитным диполем 59

11.1.4 Нейтрино и фотоны 59

12 Как возбудить магнитный фотон? **61**

12.1 Функция Хевисайда и ее производные 61

12.2 Нейтрино и антинейтрино 62

12.3 Мезоны как возбужденные состояния электрона 64

13 О мюонном нейтрино **67**

13.1 Опыт Ледермана 68

13.2 Как уточнить постановку эксперимента Ледермана? 69

V Заключение **71**

Часть I

Введение

Глава 1

Главный постулат естественных наук и некоторые псевдо-теории XX века

1.1 Общие соображения

Двадцатый век ушел в прошлое.

Наступило время критически пересмотреть ряд теорий, созданных физиками на его протяжении.

Необходимость такого пересмотра возникла вследствие того, что физики-теоретики в прошедшем веке часто самым увлекательным и важным делом считали построение теоретических моделей для тех явлений и объектов, для которых еще не было собрано достаточно экспериментальных данных. Для создания таких теорий нужны были фантазия, интуиция и богатое воображение. Поэтому достоверность таких моделей нуждается в экспериментальном подтверждении.

В области элементарных частиц теоретики для замены недостающих экспериментальных данных часто использовали некие симметрийные соображения для систематизации частиц. Например, таблицы на базе кварко-

вого строения частиц Гелл-Манна или таблицы, типа стандартной модели элементарных частиц Вайнберга-Салама. Эти симметризованные таблицы выглядят действительно красиво, однако слабость этого подхода в том, что выпадение из такой таблицы даже одной частицы, например, нейтрона или мезона (см. ниже), ставит под сомнение достоверность самого принципа систематизации.

Причина, которая вынуждает пересмотреть ряд других теорий XX века, связана с прогрессом техники измерений и получением новых экспериментальных данных. Иногда новые данные измерений не укладываются в рамки старых теорий. Их апологеты ведут часто жесткую борьбу за выживание своих устаревших теорий. Несколько таких теорий до сих пор еще занимают доминирующее положение в своих областях знаний и требуют в наше время частичного или полного пересмотра.

1.2 Постулат Гилберта

Главный постулат естественных наук был сформулирован более 400 лет назад Уильямом Гилбертом (1544-1603).

Можно думать, что эта идея, как говорится, витала в воздухе среди образованных людей того времени. Но нашел свою формулировку, дошедшую до нас, этот постулат благодаря У. Гилберту [1].
Он формулируется просто:

"Все теоретические построения, претендующие быть научными, должны быть проверены и подтверждены экспериментально".

До этого времени ложным представлениям не приходилось бояться экспериментальной проверки. В то время мир мысли был несравненно утонченнее обыденного и грубого материального мира, и точное совпадение философской теории с прямым опытом почти роняло ее достоинство в глазах посвященных. Расхождение между до-гилбертовской теорией и наблюдениями никого не смущало. В ходу бывали совершенно фантастические, с нашей точки зрения, суждения.

Живший немного позже У.Гилберта Галилео Галилей (1564-1642) развил этот принцип, сформулировав три этапа проверки теоретических положений:

(1) постулировать свободное от логических противоречий предполо-

жение о природе явления;

(2) на основе этого постулата, используя стандартные методы математики, вывести законы явления;

(3) посредством опыта убедиться, следует ли природа на самом деле этим законам и подтверждается ли таким образом основная гипотеза.

Применение этого метода дает возможность отбросить неверные теории, если, конечно, они сформулированы так, что есть что сопоставлять с опытом.

Какая причины вызывает необходимость уделять столько внимания этому историческому вопросу?

Казалось бы в наши дни нет ученых, которые были бы противниками принципа Гилберта. Однако развитие физики показывает, что реально этот основной научный принцип используется далеко не всегда.

Существует несколько теоретических построений XX века, которые не соответствуют данным измерений [2].

1.3 Подмена принципа Гилберта

Как можно подменить принцип Гилберта, чтобы спекулятивные теоретические модели приобрели кажущуюся научную доказательность?

Составление таблиц как метод классификации объектов исследования

Характерный пример этого являет собой кварковая модель Гелл-Манна, которую принято считать основой современной физики элементарных частиц. Формирование этой теории в цепочке наук о строении материи кажется вполне последовательным: все вещества состоят из молекул и атомов. Центральными элементами атомов являются ядра. Ядра состоят из протонов и нейтронов, которые в свою очередь состоят из кварков.

Кварковая модель предполагает, что из кварков состоят все элементарные частицы, кроме самых легких.

В модели Гелл-Манна кварки обладают дробным (равным 1/3 e или 2/3 e) электрическим зарядом.

В 60-е годы после формулирования этой модели многие экспериментаторы пытались найти частицы с дробным зарядом. Но безуспешно.

Для того, чтобы это объяснить было предположено, что для кварков характерен конфайнмент, т.е. свойство, запрещающее им как-либо проявлять себя в свободном состоянии. При этом понятно, что конфайнмент выводит кварки из подчиненности принципу Гилберта. В таком виде модель кварков с дробными зарядами претендует на научность без подтверждения данными измерений.

Кварковая модель Гелл-Манна приобрела широкое распространение благодаря тому, что с ее помощью можно систематизировать весь мир элементарных частиц. Кажется, что сама возможность такой классификации является экспериментальным подтверждением теории кварков.

Но это было бы так при условии, что свойства классифицируемых частиц определены экспериментально.

Если же свойства частиц выдуманы, то их систематизация научного значения не имеет.

Ниже будет показано, что кварковая модель Гелл-Манна использует неправильные определения свойств нейтрона и мезонов [4],[5], поэтому все это построение, не базирующееся на постулате Гилберта, является спекулятивным и не имеет научного смысла.

Все думают, что это научная теория.

Другой тезис, подменяющий экспериментальную проверку, это убежденность в том, что все думают, что данное теоретическое построение является научным.

Следует отметить, что модель кварков удачно описывает некоторые эксперименты по рассеянию частиц при высоких энергиях, например, образование струй или особенность рассеяния частиц высоких энергий без разрушения. Однако этого мало для того, чтобы признать реальным существование кварков с дробным зарядом.

Кварковая модель Гелл-Манна тем не менее считается общепризнанной и создается впечатление, что все ученые признали ее научную значимость, не принимая во внимание ее несоответствие принципу Гилберта.

Присуждение Нобелевской премии как доказательство правильности теории.

Другим аргументом, доказывающим высокое научное значение теории, может быть присуждение ей Нобелевской премии. В большинстве случаев Нобелевский комитет с большим вниманием и тщательностью подходит к своей работе. Однако в любом случае присуждение Нобелевской премии не может заменять экспериментальную проверку теоретического построения.

Глава 2

Можно ли построить протон из кварков с целочисленным зарядом

Гелл-Манн при создании своей теории исходил из предположения о том, что - и протон, и нейтрон - оба являются элементарными частицами с различными наборами кварков. В силу этого главной целью его модели было объяснение процесса превращения нейтрона в протон на кварковом уровне. Решение этой задачи потребовало введения кварков с дробными зарядами, которые экспериментально не наблюдаемы и не предназначены для предсказания свойств нуклонов.

Однако если учесть электромагнитную природу нейтрона [3], то оказывается, что превращение нейтрона в протон объяснять ненужно и вполне возможно моделирование основных свойств протона с помощью набора кварков с целочисленными зарядами.

Поставим перед собой цель сконструировать модель протона из кварков с целочисленным зарядом так, чтобы она предсказывала массу и магнитный момент протона. Будем предполагать, что, как и в модели Гелл-Манна, протон состоит из трех кварков. Но в нашем случае два из них имеют заряд +e и один -e. Пусть собственным спином эти кварки не обладают, а их квантовое движение выражается их вращением вокруг общего центра по

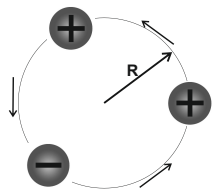


Рис. 2.1: Протон, построенный из трех кварков с целочисленным зарядом

окружности радиуса R (рис.(2)).

Пусть величина радиуса R определяется тем, что на длине окружности $2\pi R$ укладывается длина де-бройлевской волны кварка λ_D:

$$2\pi R = \lambda_D = \frac{2\pi\hbar}{p_q}, \tag{2.1}$$

здесь p_q - импульс кварка.

Будем полагать, что кварки имеют равные импульсы и вращаются по единой окружности так, что равенство (2.1) сводится к равенству

$$p_q R = \hbar. \tag{2.2}$$

Обобщенный момент количества вращения (спин) системы будет составлен из двух слагаемых: из механического момента вращения всех трех кварков $3\mathbf{p_q} \times \mathbf{R}$ и момента импульса магнитного поля, создаваемого кварком с не скомпенсированным зарядом $\frac{e}{c}\mathbf{A}$:

$$\mathbf{s} = \mathbf{R}\left[3\mathbf{p}_q - \frac{e}{c}\mathbf{A}\right]. \tag{2.3}$$

С учетом того, что векторный потенциал магнитного поля, создаваемого вращающимся зарядом [9]

$$\mathbf{A} = \frac{[\overrightarrow{\mu} \times \mathbf{R}]}{R^3} \tag{2.4}$$

и магнитный момент кругового тока

$$\overrightarrow{\mu} = \frac{e}{2c}[\mathbf{R} \times \mathbf{v}] \tag{2.5}$$

получаем инвариантный кинетический момент импульса (спин)

$$s = \frac{\hbar}{2}\left(6 - \frac{e^2}{\hbar c}\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}\right), \tag{2.6}$$

здесь $\beta = \frac{v}{c}$.

Учитывая то, что величина спина протона равна $\hbar/2$, имеем

$$\frac{\hbar}{2} = \frac{\hbar}{2}\left(6 - \frac{\alpha}{\sqrt{1-\beta^2}}\right), \tag{2.7}$$

здесь $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}$ -постоянная тонкой структуры.

Это равенство приводит нас к выводу, что эти кварки в свободном состоянии представляют собой позитроны и электроны, имеющие массу m_e. При этом масса этих кварков в связанном состоянии (в соответствии с (2.7))

$$m_q = \frac{m_e}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{5}{\alpha} m_e \simeq 685.2\ m_e, \tag{2.8}$$

Суммарная масса трех кварков

$$3m_q \simeq 2055\ m_e, \tag{2.9}$$

удовлетворительно согласуется и измеренным значением массы протона:

$$\frac{3m_q}{M_p} \simeq 1.12. \tag{2.10}$$

С учетом величины массы кварка (2.8), создаваемый им магнитный момент получается равным

$$\mu_q = \frac{e\hbar}{2m_q c} \approx 2.68\mu_B \tag{2.11}$$

(здесь $\mu_B = \frac{e\hbar}{2M_p c}$ - ядерный магнетон Бора), что близко к экспериментально измеренному значению магнитного момента протона

$$\mu_p = 2.79\mu_B. \tag{2.12}$$

Часть II

Электромагнитная модель нейтрона

В 30-е годы прошлого века у физиков-теоретиков из-за отсутствия необходимых экспериментальных данных сложилось мнение, что нейтрон, подобно протону, является элементарной частицей [8]. В кварковой модели Гелл-Манна нейтрон также предполагается элементарной частицей в том смысле, что он состоит из другого набора кварков, чем протон.

Однако тот факт, что нейтрон нестабилен и распадается на протон и электрон (+ антинейтрино), дает основание относить его к неэлементарным составным частицам.

Кварковая модель не ставит перед собой цель предсказать основные свойства нейтрона, такие как его масса, магнитный момент, энергия распада. Успешно оценить эти параметры дает возможность электромагнитная модель нейтрона [3].

Предположим, что нейтрон, так же как и боровский атом водорода, состоит из протона, вокруг которого на очень малом расстоянии от него вращается электрон. Вблизи протона движение электрона должно быть релятивистским.

Глава 3

Равновесие в системе релятивистский электрон + протон

Рассмотрим составную частицу, в которой вокруг протона по окружности радиуса R_e со скоростью $v \to c$ вращается частица с массой покоя m_e и зарядом $-e$ (рис.(3.1)).

Поскольку мы изначально предполагаем, что движение электрона вероятно окажется релятивистским, то необходимо учесть релятивистский эффект роста его массы:

$$m_e^* = \gamma m_e, \tag{3.1}$$

здесь релятивистский фактор

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \tag{3.2}$$

и $\beta = \frac{v}{c}$.

Вращение тяжелого электрона m_e^* не позволяет упрощенно рассматривать протон покоящимся. Протон также будет двигаться, вращаясь вокруг общего с тяжелым электроном центра масс .

Введем параметр, характеризующий отношение массы релятивистского

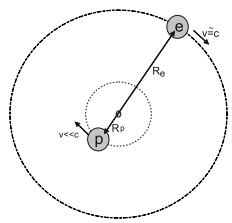


Рис. 3.1: Система, состоящая из протона и тяжелого (релятивистского) электрона, вращающихся вокруг общего центра масс.

электрона к массе протона:

$$\vartheta = \frac{\gamma m_e}{M_p/\sqrt{1-\beta_p^2}}. \tag{3.3}$$

Из условия равенства импульсов следует, что $\beta_p = \vartheta$ поэтому радиусы орбит электрона и протона могут быть записаны в виде:

$$R_e = \frac{R}{1+\vartheta}, \qquad R_p = \frac{R\vartheta}{1+\vartheta}. \tag{3.4}$$

Релятивистский фактор, характеризующий электрон при этом равен

$$\gamma = \frac{\vartheta}{\sqrt{1-\vartheta^2}}\frac{M_p}{m_e}. \tag{3.5}$$

3.1 Теорема Лармора

Чтобы описать характерную особенность движения протона по окружности радиуса R_p можно использовать теорему Лармора [9]. Согласно этой теореме, в системе отсчета, вращающейся вместе с протоном с частотой Ω, к нему приложено магнитное поле, определяющееся гиромагнитным отношением частицы

$$H_L = \frac{\Omega}{\xi_p \frac{e}{M_p c}}. \tag{3.6}$$

В результате действия этого поля магнитный момент протона оказывается ориентированным перпендикулярно плоскости вращения. Иными словами можно сказать, что за счет взаимодействия с этим полем вращение электрона должно происходить в плоскости "экватора"протона.

Энергия взаимодействия протона с ларморовским полем оказывается равной:

$$\mathcal{E}_L = -\mu_p H_L = -\frac{\hbar\Omega}{2} = -\frac{1}{2}\cdot\gamma m_e c^2. \tag{3.7}$$

3.2 Магнитная энергия вращающегося электрона

Обратный знак имеет энергия магнитного поля, создаваемая вращением электрона

$$\mathcal{E}_\Phi = \frac{\Phi I}{2c}, \tag{3.8}$$

т.к. это поле стремится разорвать токовое электронное кольцо.

В силу того, что движение электрона по орбите квантовано, магнитный поток, пронизывающий кольцо радиуса R_e должен быть равен кванту магнитного потока Φ_0:

$$\Phi = \Phi_0 = \frac{2\pi\hbar c}{e}. \tag{3.9}$$

При этом ток в электронном кольце имеет основную составляющую равную $\frac{ec}{2\pi R_e}$. Кроме того нужно учесть еще малую добавку, обусловленную кулоновским и магнитным воздействием протона на электронную орбиту. Поэтому

$$\mathcal{E}_\Phi = \frac{\Phi_0 I_e}{2c} \approx \frac{1}{2c}\frac{2\pi e}{\alpha}\frac{ec}{2\pi R_e}\left(1-\frac{\alpha}{1+\vartheta}\right) \approx \frac{1}{2}\left(1-\frac{\alpha}{1+\vartheta}\right)\gamma m_e c^2. \tag{3.10}$$

Таким образом получаем, что связанная с этим магнитным потоком энергия почти точно компенсирует спин-орбитальное взаимодействие, описываемое теоремой Лармора:

$$\delta \equiv \frac{\mathcal{E}_\Phi + \mathcal{E}_L}{\gamma m_e c^2} = -\frac{\alpha}{2(1+\vartheta)}. \tag{3.11}$$

3.3 Равновесие сил в системе протон-электрон

В связанном состоянии кулоновское притяжением между электроном и протоном $\gamma\frac{e^2}{R^2}$ и сила Лоренца, действующая со стороны протонного магнитного момента на движущийся электрон $\gamma\frac{e\mu_p}{R^3}$, должны быть разнонаправлены, чтобы суммарная энергия их взаимодействия оказалась меньше. В равновесии их действие компенсирует центробежная сила:

$$\frac{\gamma m_e c^2}{R_e} - \gamma\frac{e^2}{R^2} + \gamma\frac{e\mu_p}{R^3} + \frac{\delta}{R}\gamma m_e c^2 = 0. \tag{3.12}$$

После несложных преобразований получаем уравнение

$$(1+\vartheta) - X + \xi_p\frac{m_e}{\alpha M_p}X^2 + \delta = 0, \tag{3.13}$$

здесь

$$X = \frac{\alpha r_c}{R} = \frac{\alpha M_p}{m_e}\frac{\vartheta}{(1+\vartheta)\sqrt{1-\vartheta^2}}. \tag{3.14}$$

Используя равенства (3.5) и (3.14), получаем решение

$$\vartheta \cong 0.2 \tag{3.15}$$

и

$$R = \frac{\alpha r_c}{X} \cong 1.236\cdot 10^{-13}\ cm \tag{3.16}$$

3.3.1 Спин нейтрона

Спин нейтрона составляется из спина протона, момента обобщенного импульса электронного токового кольца и момента обобщенного импульса протона.

Момент обобщенного импульса электрона можно записать в виде

$$S_{0e} = \left[R_e \times \gamma\left\{m_e c - \frac{e}{c}\left(\frac{e}{R} - \frac{\mu_p}{R_e^2} + \frac{\delta\cdot m_e c^2}{e}\right)\right\}\right]. \tag{3.17}$$

Здесь $\mu_p, \mu_{0e}, \mu_{0p}$ - магнитный момент протона, магнитный момент кругового ток электрона и магнитный момент кругового тока протона.

Или

$$S_{0e} = \frac{\gamma m_e c R}{(1+\vartheta)}\left\{1 - X + \xi_p\frac{m_e}{\alpha M_p}X^2 + \delta\right\}. \tag{3.18}$$

Момент обобщенного импульса протона равен

$$S_{0p} \approx \left[R_p \times \left\{ \frac{M_p \vartheta}{\sqrt{1-\vartheta^2}} \right\} \right] \tag{3.19}$$

или

$$S_{0p} \approx \frac{\gamma m_e c R}{(1+\vartheta)} \cdot \vartheta \tag{3.20}$$

Суммарный момент импульса токовых колец

$$S_0 = S_{0e} + S_{0p} = \frac{\gamma m_e c R}{(1+\vartheta)} \left\{ 1 - X + \xi_p \frac{m_e}{\alpha M_p} X^2 + \delta + \vartheta \right\}. \tag{3.21}$$

В силу того, что выражение в скобках этого равенства совпадает с левой частью уравнения (3.13), получаем

$$S_0 = 0. \tag{3.22}$$

Таким образом, спин нейтрона получается равным спину протона.

3.3.2 Магнитный момент нейтрона

Магнитный момент нейтрона складывается из магнитного момента протона и магнитных моментов токов электрона и протона.

Суммарный магнитный момент, создаваемый круговыми токами

$$\mu_0 = -\frac{e\beta_e R_e}{2} + \frac{e\beta_p R_p}{2} = \frac{eR}{2} \frac{(1-\vartheta^2)}{(1+\vartheta)} = \frac{eR}{2}(1-\vartheta). \tag{3.23}$$

Если выразить этот момент в магнетонах Бора μ_B, получим

$$\xi_0 = \frac{\mu_0}{\mu_B} = -\frac{(1-\vartheta^2)\sqrt{1-\vartheta^2}}{\vartheta^2}. \tag{3.24}$$

С учетом значения ϑ (3.15) имеем

$$\xi_0 = -4.7035. \tag{3.25}$$

Суммирование этой величины с магнитным моментом протона ($\xi_p = 2.792847$) дает

$$\xi_N = \xi_0 + \xi_p \approx -1.9107. \tag{3.26}$$

Это значение хорошо согласуется с измеренной величиной магнитного момента нейтрона ($\xi_n = -1.913042$):

$$\frac{\xi_n - \xi_N}{\xi_n} \approx 10^{-3}. \tag{3.27}$$

3.3.3 Масса нейтрона

Измеренное значение массы нейтрона

$$m_n > M_p + m_e. \tag{3.28}$$

На первый взгляд кажется, что это обстоятельство создает препятствие для электромагнитной модели нейтрона, поскольку наличие энергии связи между протоном и электроном должно приводить к обратному неравенству: масса нейтрона, казалось бы, должна быть меньше суммарной массы протона и электрона на энергию их связи (должен существовать дефект массы).

По этой причине необходимо провести детальную рассмотрение этих энергий.

3.3.4 Энергия электрона

Чтобы прояснить этот вопрос, вначале выпишем энергию электрона. Она состоит из его кинетической энергии, его потенциальной энергии взаимодействия с протоном. Кроме этого нужно учесть энергию магнитного поля токового кольца, которую создает вращающийся электрон:

$$\mathcal{E}^e = (\gamma - 1)m_e c^2 - \left(\gamma \frac{e^2}{R} - \gamma \frac{e\mu_p}{R^2} - \gamma m_e c^2 \cdot \delta\right). \tag{3.29}$$

или

$$\mathcal{E}^e \approx \left(1 - \frac{1}{\gamma} - X + \xi_p \frac{m_e}{\alpha M_p} X^2 + \delta\right) \gamma m_e c^2. \tag{3.30}$$

С учетом уравнений (3.13) получаем

$$\mathcal{E}^e \approx -\left(\vartheta + \frac{1}{\gamma}\right) \gamma m_e c^2. \tag{3.31}$$

Таким образом, суммарная энергия электрона отрицательна, что говорит о существовании устойчивого связанного состояния электрона в поле протона.

3.3.5 Кинетическая энергия протона

Положительный вклад в массу нейтрона создают кинетическая и магнитная энергии протона, который осуществляет движение по окружности радиуса R_p (рис.(3.1)).

Кинетическая энергия протона, с учетом релятивистской добавки

$$T^p = \left(\frac{1}{\sqrt{1-\vartheta^2}} - 1\right) M_p c^2 \approx \left(\frac{\vartheta}{2} + \frac{\vartheta^3}{8}\right) \gamma m_e c^2. \tag{3.32}$$

Дополнительно за счет своего вращения протон создает магнитное поле, обладающее энергией $\mathcal{E}^{p0}$.

$$\mathcal{E}^{p0} = \vartheta \cdot \mathcal{E}^{e0} = \frac{\vartheta}{2} \cdot \gamma m_e c^2. \tag{3.33}$$

Суммарная энергия протона и электрона

$$\begin{aligned} \mathcal{E}^{e+p} &= \left\{-\left(\vartheta + \tfrac{1}{\gamma}\right) + \left(\tfrac{\vartheta}{2} + \tfrac{\vartheta^3}{8}\right) + \tfrac{\vartheta}{2} - \delta\right\} \cdot \gamma m_e c^2 = \\ &= \left\{-1 + \tfrac{\vartheta^3}{8} \cdot \gamma + \tfrac{\alpha\gamma}{2\cdot 1.2}\right\} m_e c^2 \approx 0.51\ m_e c^2. \end{aligned} \tag{3.34}$$

Таким образом, получаем оценку массы нейтрона

$$M_n = M_p + m_e + \frac{\mathcal{E}^{e+p}}{c^2} = (1836.2 + 1 + 0.51)\ m_e \simeq 1837.7 m_e. \tag{3.35}$$

Таким образом энергия электрона, находящегося в поле протона, отрицательна (3.31). Это значит, что между протоном и электроном существует связанное состояние. Однако при этом дополнительный вклад в массу нейтрона вносит движение протона. Кинетическая энергия протона немного перекрывает отрицательную энергию связи с электроном. В результате сложения этих энергий масса нейтрона получается немного больше суммы масс свободных протона и электрона.

Полученная таким образом оценка для суммарной энергии (3.34) должна соответствовать энергии, выделяющейся при распаде нейтрона, что качественно согласуется с данными измерений.

Глава 4

Обсуждение

Полученное согласие оценок с данными измерений свойств нейтрона говорит о многом. Во-первых, это значит, что законы электродинамики вполне успешно работают на малых расстояниях и при скоростях близких к скорости света. Во-вторых, для описания свойств нейтрона (и протона) не нужно вводить новых взаимодействий, таких как слабое или электрослабое. В-третьих, нейтрон не является элементарной частицей. Его нужно рассматривать как некий релятивистский аналог боровского атома водорода. Поэтому для описания нуклонов не нужно вводить кварки с дробными зарядами.

Электромагнитная модель объясняет, почему нейтрон является уникальным объектом микромира. Его главная особенность в том, что протон и электрон, его составляющие, объединены (отрицательной) энергией связи, которая обуславливает существование дефекта массы. Но при этом масса нейтрона оказывается больше суммы масс покоя протона и электрона. Это получается из-за того, что движение протона и электрона является релятивистским и при вычислении их масс нужно учитывать релятивистские поправки. В результате их связанное состояние разрушается с выделением энергии.

В соответствии с постулатом Гилберта подтверждение опытом рассмотренной выше электромагнитной модели нейтрона представляется необходимым и полностью достаточным аргументом ее достоверности.
Тем не менее для понимания модели важно использовать при ее построении

общепринятый теоретический аппарат. Следует отметить, что для ученых, привыкших к языку релятивистской квантовой физики, методика, использованная выше при проведении оценок, при беглом взгляде не содействует восприятию полученных результатов. Принято думать, что для достоверности, учет влияния релятивизма на поведение электрона в кулоновском поле должен быть проведен в рамках теории Дирака. Однако в конкретном случае вычисления массы нейтрона, его магнитного момента и энергии распада в этом нет необходимости, поскольку спин токового кольца электрона получается равным нулю и все релятивистские эффекты, описываемые слагаемыми с коэффициентами $\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2}$, компенсируют друг друга и полностью выпадают. Рассмотренный в нашей модели нейтрон является квантовым объектом, поскольку радиус R пропорционален постоянной Планка $\hbar$, но формально его нельзя считать релятивистским, т.к. коэффициент $\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2}$ в определение R не входит. Это позволяет провести вычисление массы нейтрона, его магнитного момента и энергии распада, просто находя равновесные параметры системы из условия баланса сил, как это принято для нерелятивистских объектов. По-другому обстоит дело с оценкой времени жизни нейтрона. Время жизни нейтрона этим путем оценить не удается.

Часть III

О природе ядерных сил

Глава 5

Одноэлектронная связь двух протонов

Рассмотрим квантовую систему, состоящую из двух протонов и одного электрона [?]. Если протоны разнесены на большое расстояние, то система представляет собой атом водорода и протон. Если атом водорода находится в начале координат, то оператор энергии и волновая функция основного состояния имеют вид:

$$H_0^{(1)} = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla_r^2 - \frac{e^2}{r}, \qquad \varphi_1 = \frac{1}{\sqrt{\pi a^3}} e^{-\frac{r}{a}} \tag{5.1}$$

Если атом водорода находится в точке R, то соответственно

$$H_0^{(2)} = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla_r^2 - \frac{e^2}{|\overrightarrow{R} - \overrightarrow{r}|}, \qquad \varphi_2 = \frac{1}{\sqrt{\pi a^3}} e^{-\frac{|\overrightarrow{R} - \overrightarrow{r}|}{a}} \tag{5.2}$$

Гамильтониан полной системы в предположении неподвижных протонов имеет вид:

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla_r^2 - \frac{e^2}{r} - \frac{e^2}{|\overrightarrow{R} - \overrightarrow{r}|} + \frac{e^2}{R} \tag{5.3}$$

При этом если один из протонов удален не бесконечность, то энергия системы будет равна энергии основного состояния E_0, а волновая функция будет удовлетворять стационарному уравнению Шредингера:

$$H_0^{(1,2)}\varphi_{1,2} = E_0\varphi_{1,2} \tag{5.4}$$

Будем искать решение в нулевом приближении в виде линейной комбинации базисных функций:

$$\psi = a_1(t)\varphi_1 + a_2(t)\varphi_2 \tag{5.5}$$

где коэффициенты $a_1(t)$ и $a_2(t)$ являются функциями времени, а искомая функция энергии удовлетворяет нестационарному уравнению Шредингера:

$$i\hbar\frac{d\psi}{dt} = (H_0^{(1,2)} + V_{1,2})\psi, \tag{5.6}$$

здесь $V_{1,2}$ -кулоновская энергия системы в одном из двух случаев.

Отсюда, используя стандартную процедуру преобразований, получаем систему уравнений

$$\begin{aligned} i\hbar\dot{a}_1 + i\hbar S\dot{a}_2 &= E_0\Big\{(1+Y_{11})a_1 + (S+Y_{12})a_2\Big\} \\ i\hbar S\dot{a}_1 + i\hbar\dot{a}_2 &= E_0\Big\{(S+Y_{21})a_1 + (1+Y_{22})a_2\Big\}, \end{aligned} \tag{5.7}$$

где введены обозначения интеграла перекрытия волновых функций

$$S = \int \phi_1^*\phi_2 dv = \int \phi_2^*\phi_1 dv \tag{5.8}$$

и матричных элементов

$$\begin{aligned} Y_{11} &= \frac{1}{E_0}\int \phi_1^* V_1 \phi_1 dv \\ Y_{12} &= \frac{1}{E_0}\int \phi_1^* V_2 \phi_2 dv \\ Y_{21} &= \frac{1}{E_0}\int \phi_2^* V_1 \phi_1 dv \\ Y_{22} &= \frac{1}{E_0}\int \phi_2^* V_2 \phi_2 dv \end{aligned} \tag{5.9}$$

Учитывая симметрию

$$Y_{11} = Y_{22} \qquad Y_{12} = Y_{21}, \tag{5.10}$$

складывая и вычитая уравнения системы (5.7), получаем систему уравнений

$$\begin{aligned} i\hbar(1+S)(\dot{a}_1 + \dot{a}_2) &= \alpha(a_1 + a_2) \\ i\hbar(1-S)(\dot{a}_1 - \dot{a}_2) &= \beta(a_1 - a_2) \end{aligned} \tag{5.11}$$

Здесь

$$\alpha = E_0\Big\{(1+S) + Y_{11} + Y_{12}\Big\}$$
$$\beta = E_0\Big\{(1-S) + Y_{11} - Y_{12}\Big\} \tag{5.12}$$

В результате получаем два решения

$$a_1 + a_2 = C_1 exp\left(-i\frac{E_0}{\hbar}t\right) exp\left(-i\frac{\epsilon_1}{\hbar}t\right)$$
$$a_1 - a_2 = C_2 exp\left(-i\frac{E_0}{\hbar}t\right) exp\left(-i\frac{\epsilon_2}{\hbar}t\right) \tag{5.13}$$

Здесь

$$\epsilon_1 = E_0\frac{Y_{11} + Y_{12}}{(1+S)}$$
$$\epsilon_2 = E_0\frac{Y_{11} - Y_{12}}{(1-S)}. \tag{5.14}$$

Отсюда

$$a_1 = \frac{1}{2}e^{-i\omega t}\cdot(e^{-i\frac{\epsilon_1}{\hbar}t} + e^{-i\frac{\epsilon_2}{\hbar}t})$$
$$a_2 = \frac{1}{2}e^{-i\omega t}\cdot(e^{-i\frac{\epsilon_1}{\hbar}t} - e^{-i\frac{\epsilon_2}{\hbar}t}) \tag{5.15}$$

и

$$|a_1|^2 = \frac{1}{2}\left(1 + cos(\frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{\hbar})t\right)$$
$$|a_2|^2 = \frac{1}{2}\left(1 - cos(\frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{\hbar})t\right) \tag{5.16}$$

Поскольку

$$\epsilon_1 - \epsilon_2 = 2E_0\frac{Y_{12} - SY_{11}}{1 - S^2} \tag{5.17}$$

при начальных условиях

$$a_1(0) = 1 \qquad a_2(0) = 0 \tag{5.18}$$

и

$$C_1 = C_2 = 1 \tag{5.19}$$

или

$$C_1 = -C_2 = 1 \tag{5.20}$$

получаем осциллирующие вероятности нахождения электрона около одного или другого протона:

$$\begin{aligned} |a_1|^2 &= \frac{1}{2}\left(1 + cos\omega t\right) \\ |a_2|^2 &= \frac{1}{2}\left(1 - cos\omega t\right) \end{aligned} \tag{5.21}$$

Таким образом, в вырожденной системе (атом водорода + протон) с частотой ω происходит перескок электрона с одного протона на другой.

В энергетическом плане частота ω соответствует энергии туннельного расщепления, возникающего за счет перескока электрона (Рис.5.1).

В результате за счет обмена электроном между протонами возникает взаимное притяжение, обусловленное понижением их энергии на величину:

$$\Delta\mathcal{E} = \frac{\hbar\omega}{2} \tag{5.22}$$

Это притяжение является сугубо квантовым эффектом, подобного эффекта в классической физике не существует.

Величина туннельного расщепления (и энергия взаимного притяжения притяжения между протонами) зависит от двух параметров:

$$\Delta = |E_0| \cdot \Lambda(x), \tag{5.23}$$

здесь E_0 - энергии невозмущенного состояния системы (т.е. энергии электрона, связанного с одним из ядер при втором ядре, удаленном на бесконечность),
функция $\Lambda(x)$ выражает зависимость энергии обмена от безразмерного расстояния между протонами x. Эта зависимость от расстояния между ядрами в соответствии с (5.17) имеет вид

$$\Lambda(x) = \frac{Y_{12} - SY_{11}}{(1 - S^2)} \tag{5.24}$$

Графическая оценка величины обменного расщепления $\Delta\mathcal{E}$ показывает, что этот эффект экспоненциально быстро уменьшается с увеличением расстояния между протонами в полном соответствии с закономерностью прохождения частицы через барьер.

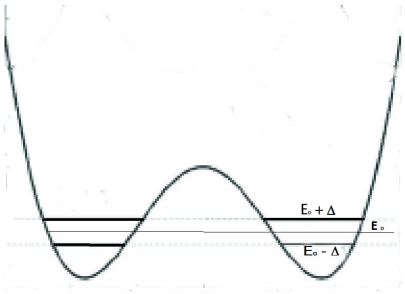


Рис. 5.1: Схематическое изображение потенциальной ямы с двумя симметричными состояниями. Знаком E_0 обозначен невозмущенный уровень, который за счет перескока электрона расщепляется на два подуровня. Нижнему подуровню соответствует понижение энергии системы на величину Δ.

Глава 6

Ион молекулы водорода

Квантово-механическое описание простейшей молекулы - молекулярного иона водорода - было впервые получено в 1927 году В.Гайтлером и Ф.Лондоном [10]-[?].

При этом были вычислены так называемый кулоновский интеграл (5.9):

$$Y_{11} = 1 - (1+x)e^{-2x}, \tag{6.1}$$

обменный интеграл (5.9)

$$Y_{12} = x(1+x)e^{-x} \tag{6.2}$$

и интеграл перекрытия (5.8)

$$S = \left(1 + x + \frac{x^2}{3}\right) e^{-x}, \tag{6.3}$$

где $x = \frac{R}{a_B}$ - безразмерное расстояние между протонами.

В рассматриваемом случае для иона молекулярного водорода в соответствии с формулами Боровского атома имеем

$$\mathcal{E}_0 = -\frac{e^2}{2a_B}. \tag{6.4}$$

и функция

$$\Lambda(x) = e^{-x} \frac{x(1+x) - \left(1 + x + \frac{x^2}{3}\right)\left[1 - (1+x)e^{-2x}\right]}{1 - \left(1 + x + \frac{x^2}{3}\right)^2 e^{-2x}}. \tag{6.5}$$

Варьируя функцию $\Lambda(x)$ получаем, что энергия системы имеет минимум при $x \simeq 1.3$ и $\Lambda_{x=1.3} \simeq 0.43$. В результате подстановок этих значений получаем, что в этом случае энергия взаимного притяжения протонов достигает максимальной величины

$$\Delta_{max} \simeq 9.3 \cdot 10^{-12} erg. \tag{6.6}$$

Этот результат совпадает с измерениями только по порядку величины. Из измерений следует, что расстояние между протонами в ионе молекулы водорода $x \simeq 2$, а энергия разрыва этого иона на протон и атом водорода близка к $4.3 \cdot 10^{-12} erg$.

Замечательное проявление притяжения, возникающего между ядрами, обменивающимися электроном, обнаруживает себя в молекулярном ионе гелия. Молекулы He_2 не существует, однако нейтральный атом гелия вместе однократно ионизированным атомом образуют устойчивую конструкцию - молекулярный ион. Так как радиусы s-оболочек атома водорода и атома гелия оба равны a_B, расстояние между ядрами в молекулярном ионе гелия, как и в молекулярном ионе водорода, $x \simeq 2$, а энергия разрыва примерно $4.1 \cdot 10^{-12} erg$.

Для того, чтобы добиться лучшего согласия результатов вычислений с данными измерений исследователи обычно проводят вариацию уравнения Шредингера еще по одному параметру - заряду электронного облака. В этом случае согласие вычислений с опытом оказывается вполне хорошим, но эта процедура выходит за рамки интересовавшего нас простого рассмотрения эффекта.

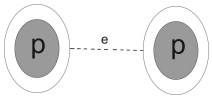


Рис. 6.1: Схематическое изображение дейтрона. Пунктирная линия схематически отображает возможность перескока релятивистского электрона с одного протона на другой.

Глава 7

Дейтрон

Электромагнитная модель нейтрона, рассмотренная выше, позволяет по-новому взглянуть на механизм взаимодействия нейтрона с протоном. Нейтрон - т.е. протон, окруженный релятивистским электронным облаком - и свободный протон составляют вместе объект, подобный молекулярному иону водорода. Различие в том, что в данном случае электрон является релятивистским, и радиус его орбиты $R_e \approx 10^{-13}$ см (3.16).

Малый размер электронного облака наводит на мысль о том, что в данном случае при перескоке электрона с одного протона на другой не будет возникать перекрытия электронных облаков и поэтому можно интеграл перекрытия S (5.8) положить равным нулю.

В соответствии с теоремой вириала потенциальная энергия невозмущенного состояния системы :

$$\mathcal{E}_0 = -\frac{e^2}{R_0}. \tag{7.1}$$

Функция $\Lambda(x)$ из (5.24) при $S = 0$ с учетом (6.2) приобретает вид

$$\Lambda(x) = x(1+x)e^{-x}, \tag{7.2}$$

здесь $x = \frac{R}{R_0}$ - безразмерное расстояние между протонами.
Варьирование этого выражения обнаруживает его максимальное значение $\Lambda_{max} = 0.84$ при $x = 1.62$.

После подстановки этих значений получаем, что в минимуме энергии системы за счет обмена релятивистским электроном протоны понижают

свою энергию на величину:

$$\Delta_0 = \Lambda_{max}\frac{e^2}{R_0} \simeq 2.130 \cdot 10^{-6} erg. \tag{7.3}$$

Чтобы сравнить эту энергию с данными измерений, нужно вычислить дефект массы частиц, образующих дейтрон

$$\delta M_d = M_p + M_n - M_d \approx 3.9685 \cdot 10^{-27} g, \tag{7.4}$$

здесь M_d - масса дейтрона.

Это соответствует энергии связи

$$\mathcal{E}_d = \delta M_d \cdot c^2 = 3.567 \cdot 10^{-6} erg. \tag{7.5}$$

Таким образом для дейтрона квантово-механическая оценка (7.3), также как и в случае молекулярного иона водорода, согласуется с экспериментально измеренной величиной энергии связи (7.5), хотя в обеих случаях их совпадение оказывается не очень точным (примерно с точностью до двойки).

Глава 8

Другие легкие ядра

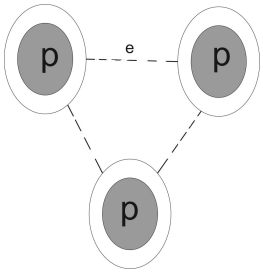


Рис. 8.1: Схематическое изображение энергетических связей в ядре He-3. Пунктирные линии отображают возможность перескока релятивистского электрона между протонами.

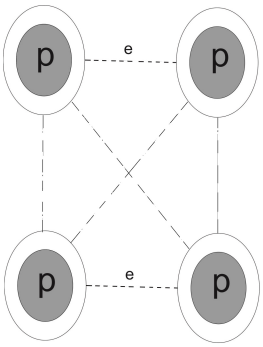


Рис. 8.2: Схематическое изображение энергетических связей в ядре He-4. Пунктирные линии отображают возможность перескока релятивистского электрона между протонами.

8.1 Ядро ${}^3_2He$

Из рис.8.1, на котором схематически показаны энергетические связи в ядре ${}^3_2He$, видно, что они составлены тремя парными взаимодействиями протонов. Поэтому следует предполагать, что энергия связи этого ядра должна быть равна утроенной энергии связи дейтрона (7.5):

$$\mathcal{E}_{He3} = 3 \cdot \mathcal{E}_d \approx 10.70 \cdot 10^{-6} erg. \tag{8.1}$$

Дефект массы этого ядра

$$\Delta M(He3) = 3M_p + m_{e*} - M_{He3} = 1.19369 \cdot 10^{-26} g. \tag{8.2}$$

Этот дефект массы соответствует энергии связи

$$\mathcal{E}({}^3_2He) = \Delta M(He3) \cdot c^2 \approx 10.73 \cdot 10^{-6} erg. \tag{8.3}$$

Согласие оценки $\mathcal{E}_{He3}$ с измеренным значением энергии связи $\mathcal{E}({}^3_2He)$ можно считать очень хорошим.

8.2 Ядро ${}^4_2He$

Из схемы энергетических связей в ядре ${}^4_2He$, показанной на рис.8.2, видно, что эти связи образованы шестью парными взаимодействиями протонов, реализуемой двумя электронами. По этой причине можно предполагать, что энергия связи ядра ${}^4_2He$ должна быть равна:

$$\mathcal{E}_{He4} = 2 \cdot 6 \cdot \mathcal{E}_d \approx 42.80 \cdot 10^{-6} erg. \tag{8.4}$$

Дефект массы этого ядра

$$\Delta M(He4) = 4M_p + 2m_{e*} - M_{He4} = 48.62 \cdot 10^{-26} g. \tag{8.5}$$

Этот дефект массы соответствует энергии связи

$$\mathcal{E}({}^4_2He) = \Delta M(He4) \cdot c^2 \approx 43.70 \cdot 10^{-6} erg. \tag{8.6}$$

Такое согласие этих величин можно вполне считать удовлетворительным.

8.3 Ядро ${}^6_3Li$

Можно предполагать, что энергия связи ядра $Li-6$ должна быть близка к сумме энергий связи ядра $He-4$ и дейтрона, располагающегося на следующей оболочке:

$$\mathcal{E}_{Li6} \approx \mathcal{E}_{He4} + \mathcal{E}_d \approx 47.26 \cdot 10^{-6} erg. \tag{8.7}$$

Такое предположение возможно, если обмен электроном между протонами разных оболочек затруднен.

В то же время дефект массы этого ядра

$$\Delta M(Li6) = 6M_p + 3m_{e*} - M_{Li6} = 54.30 \cdot 10^{-26} g. \tag{8.8}$$

и связанная с ним энергия связи

$$\mathcal{E}({}^6_3Li) = \Delta M(Li6) \cdot c^2 \approx 48.80 \cdot 10^{-6} erg, \tag{8.9}$$

что действительно подтверждает слабую связь между протонами на разных оболочках.

Следует отметить, что с остальными легкими ядрами ситуация не столь проста. Ядро ${}^3_1T$ состоит из трех протонов и двух электронов, осуществляющих связь между ними. Перескок двух электронов в такой системе должен подчиняться принципу Паули. По-видимому это является причиной того, что энергия связи трития не очень сильно превышает энергию связи He-3.

Ядерные связи ядре ${}^7_3Li$, казалось бы, могут быть представлены схемой $\mathcal{E}_{Li7} \approx \mathcal{E}_{He4} + \mathcal{E}_T$, но это представление ведет к довольно грубой оценке. Однако для нестабильного ядра Be-8 аналогичное представление $\mathcal{E}_{Be8} \approx 2\mathcal{E}_{He4}$ ведет к очень хорошему согласию с измерениями.

Глава 9

Обсуждение

Хорошее согласие вычисленной энергии связи для некоторых легких ядер с данными измерений позволяет считать, что ядерные силы (по крайней мере в случае этих ядер) имеют описанный выше обменный характер. Эти силы возникают как следствие чисто квантового эффекта обмена релятивистским электроном.

Впервые внимание на возможность объяснения ядерных сил на основе эффекта обмена электроном обратил видимо И.Е.Тамм [13] еще в 30-е годы прошлого века. Однако позже в ядерной физике преобладающей стала модель обмена π-мезонами, а потом глюонами. Причина этого понятна. Для объяснения величины и радиуса действия ядерных сил нужна частица с малой собственной длиной волны. Нерелятивистский электрон для этого не подходит. Однако с другой стороны, модели π-мезонного или глюонного обмена тоже не оказались продуктивными. Дать достаточно точное количественное объяснение энергии связи даже легких ядер эти модели не смогли. Поэтому приведенная выше простая и согласующаяся с измерениями оценка этой энергии является однозначным доказательством того, что так называемое сильное взаимодействие (в случае некоторых легких ядер) является проявлением эффекта притяжения между протонами, возникающего за счет обмена релятивистским электроном.

Часть IV

Нейтрино как магнитный гамма-квант

Глава 10

Введение

Нейтрино - фундаментальные нейтральные стабильные частицы представляются весьма таинственными из-за своей экстремально высокой проникающей способности. Выяснение причины этой их таинственной особенности кажется главной задачей их описания.

Первыми о существовании нейтрино догадались теоретики. В.Паули в 1931 году предположил возможность существования нейтрино, стремясь спасти закон сохранения энергии при β-распаде. Дальнейшее детальное изучение β-распадов дало первые экспериментальные доказательства его возможного существования.

Однако для того, чтобы с уверенностью говорить о существовании нейтрино, нужно было детектировать нейтрино в свободном состоянии на некотором удалении от места его рождения. Впервые это удалось Фредерику Райнесу (Frederick Reines) и Клайду Коэну (Clyde Cowan) в эксперименте, где источником нейтрино служил ядерный реактор. Ими впервые было экспериментально определена величина сечения реакции захвата антинейтрино протоном.

Дальнейшие исследования ядерных реакций, происходящих с участием нейтрино, показали, что нейтрино существуют в двух различных модификациях - нейтрино и антинейтрино.

Вывод о существовании мюонных нейтрино и электронных нейтрино был сделан Л.Ледерманом и его коллегами на основании результатов проведенного ими эксперимента (рис.(10.1)). В этом эксперименте на пучок

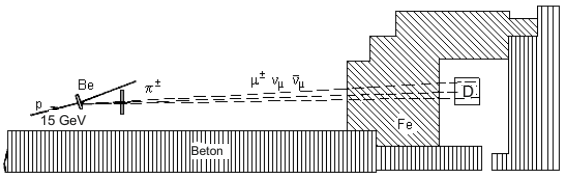


Рис. 10.1: Схематическое изображение установки Ледермана.

протонов с энергией 15 ГэВ была помещена мишень из бериллия, которая служила источником π-мезонов. Распад π-мезонов приводил к возникновению пучка μ-мезонов и нейтрино. Мощная защита из железа отсекала все частицы. Через нее проходили только нейтрино, который вызывали реакции

$$\begin{aligned} \overline{\nu} + p = n + \mu^{+} \\ \nu + n = p + \mu^{-}. \end{aligned} \tag{10.1}$$

При этом реакций с рождением электронов и позитронов обнаружено не было:

$$\begin{aligned} \overline{\nu} + p = n + e^{+} \\ \nu + n = p + e^{-} \end{aligned} \tag{10.2}$$

На основании этого эксперимента был сделан вывод о том, что нейтрино, образованные мюонами, могут в дальнейшем участвовать только в реакциях с рождением мюонов, поскольку они несут некий мюонный "заряд" , которого нет у электронных нейтрино.

Глава 11

Фотоны и нейтрино

11.1 Электромагнитные волны

11.1.1 Векторный потенциал поля, создаваемого магнитным диполем

Излучение и распространение электромагнитных волн в вакууме детально рассматривается в целом ряде монографий и учебников. Беря за основу описание, приведенное в курсе Ландау-Лифшица [9], рассмотрим механизм возбуждения и распространения волн в вакууме в отсутствие электрических зарядов, электрических диполей и токов. Единственным источником электромагнитных полей в последующем рассмотрении будет меняющийся во времени магнитный дипольный момент $\mathbf{m}$. В общем случае потенциалы электромагнитного поля, создаваемые распределением электрических зарядов ρ и токов j в точке R с учетом запаздывания, записываются в виде:

$$\varphi(R,t) = \frac{1}{R}\int \rho_{t-\frac{R}{c}+\mathbf{rn}/c} dV \tag{11.1}$$

и

$$\mathbf{A}(R,t) = \frac{1}{cR}\int \mathbf{j}_{t-\frac{R}{c}+\mathbf{rn}/c} dV \tag{11.2}$$

Здесь $\mathbf{r}$ - радиус-вектор внутри системы зарядов и токов, $\mathbf{n} = \frac{\mathbf{R}}{R}$ - единичный вектор.

С учетом запаздывания электромагнитного сигнала во времени $t^* = t - \frac{R}{c}$, выпишем первые два члена разложения выражения векторного потенциала (11.2) по степеням $\mathbf{rn}/c$:

$$\mathbf{A}(R,t) = \frac{1}{cR}\int \mathbf{j}_{t^*}dV + \frac{1}{c^2R}\frac{\partial}{\partial t^*}\int(\mathbf{rn})\mathbf{j}_{t^*}dV. \tag{11.3}$$

Используя определение $\mathbf{j} = \rho\mathbf{v}$ и переходя к точечным зарядам, получим:

$$\mathbf{A}(R,t) = \frac{1}{cR}\sum e\mathbf{v} + \frac{1}{c^2R}\frac{\partial}{\partial t^*}\sum e\mathbf{v}(\mathbf{rn}). \tag{11.4}$$

В связи с тем, что выражение во втором слагаемом можно преобразовать к виду

$$\mathbf{v}(\mathbf{rn}) = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial}{\partial t^*}\mathbf{r}(\mathbf{rn}) + \mathbf{v}(\mathbf{rn}) - \mathbf{r}(\mathbf{nv})\right) = \frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial t^*}\mathbf{r}(\mathbf{rn}) + \frac{1}{2}[[\mathbf{r}\times\mathbf{v}]\times\mathbf{n}], \tag{11.5}$$

и с учетом определений электрического дипольного $\mathbf{d}$, электрического квадрупольного момента $\mathbf{Q}$ и магнитного дипольного момента

$$\mathbf{m} = \frac{1}{2}\sum e[\mathbf{r}\times\mathbf{v}] \tag{11.6}$$

получаем ([9]Eq.71.3)

$$\mathbf{A}(R,t) = \frac{\dot{\mathbf{d}}(t^*)}{cR} + \frac{\ddot{\mathbf{Q}}(t^*)}{6c^2R} + \frac{[\dot{\mathbf{m}}(\mathbf{t}^*)\times\mathbf{n}]}{cR}. \tag{11.7}$$

Здесь первые два слагаемых описывают дипольное и квадрупольное излучение. В нашем случае они равны нулю, так как соответствующие моменты отсутствуют изначально по условию постановки задачи. Поэтому окончательно для рассматриваемого случая имеем

$$\mathbf{A}(R,t) = \frac{[\dot{\mathbf{m}}(\mathbf{t}^*)\times\mathbf{n}]}{cR}. \tag{11.8}$$

11.1.2 Напряженность электрического поля, создаваемого магнитным диполем

По определению при условии $\varphi = 0$ ([9],Eq.46.4)

$$\mathbf{E}(R,t) = -\frac{1}{c}\frac{d\mathbf{A}(R,t)}{dt^*}. \tag{11.9}$$

Если обозначить

$$\frac{d\dot{\mathbf{m}}(t^*)}{dt^*} \equiv \ddot{\mathbf{m}}(\mathbf{t}^*), \tag{11.10}$$

получаем

$$\mathbf{E}(R,t) = -\frac{1}{c^2R}[\ddot{\mathbf{m}}(t^*)\times\mathbf{n}] \tag{11.11}$$

11.1.3 Напряженность магнитного поля, создаваемого магнитным диполем

При условии $\varphi = 0$ по определению ([9],Eq.46.4)

$$\mathbf{H}(R,t) = rot\mathbf{A}(R,t) = \left[\nabla \times \frac{[\dot{\mathbf{m}}(\mathbf{t}^*) \times \mathbf{n}]}{cR}\right] = \frac{1}{c}\left[\nabla \times [\dot{\mathbf{m}}(t^*) \times \mathbf{n}] \cdot \frac{1}{R}\right] \tag{11.12}$$

В общем случае ротор от функции F, зависящей от параметра ξ, можно записать в виде:

$$[\nabla \times \mathbf{F}(\xi)] = \left[grad\ \xi \times \frac{d\mathbf{F}}{d\xi}\right]. \tag{11.13}$$

Поэтому, поскольку $grad\ t^* = \nabla(t - R/c) = -\mathbf{n}/c$, получаем

$$rot\ \dot{\mathbf{m}}(t^*) = \left[grad\ t^* \times \frac{d\dot{\mathbf{m}}(t^*)}{dt^*}\right] = -\frac{1}{c}[\mathbf{n} \times \ddot{\mathbf{m}}(t^*)]. \tag{11.14}$$

Второй член, получающийся при дифференцировании уравнения (11.12), имеет вид

$$\frac{1}{c}\left[\nabla\frac{1}{R} \times [\dot{\mathbf{m}}(t^*) \times \mathbf{n}]\right] = \frac{1}{cR^2}\left[\mathbf{n} \times [\dot{\mathbf{m}}(t^*) \times \mathbf{n}]\right]. \tag{11.15}$$

Так что в результате получаем

$$\mathbf{H}(R,t) = -\frac{1}{c^2R}\left[\mathbf{n} \times [\ddot{\mathbf{m}}(t^*) \times \mathbf{n}]\right] + \frac{1}{cR^2}\left[\mathbf{n} \times [\dot{\mathbf{m}}(t^*) \times \mathbf{n}]\right] \tag{11.16}$$

11.1.4 Нейтрино и фотоны

В природе существует другая частица - фотон, которая имеет с нейтрино некоторые общие черты. Нейтрино и фотон, являются стабильными частицами, которые перемещается в пространств со скоростью света. У нейтрино, также как у фотона, нет электрического заряда и массы.

Из формул, описывающих напряженности полей E (11.11) и H (11.16) в электромагнитной волне, видно, что амплитуда колебаний электрического поля в волне зависит только от второй временной производной от функции, описывающей колеблющийся диполь. В то же время в амплитуду колебаний магнитного поля вносит вклад еще и первая временная производная. При этом, если диполь совершает гармонические колебания, то в создаваемой им волне вклад от члена с первой временной производной в λ/R раз меньше вклада от второй производной. Т.е. в этом случае вдали от источника он

настолько мал, что им можно пренебречь. Поэтому в курсах электродинамики этот малый член часто вообще не выписывают. Обычно эти формулы интерпретируют как доказательство того, что в электромагнитной волне напряженности электрического и магнитного поля равны друг другу.

Отсюда следует, что периодически колеблющийся магнитный диполь всегда возбуждает электромагнитную волну, обладающую электрической компонентой.

Возбуждение чисто магнитного фотона периодически колеблющимся диполем, спектр колебаний которого можно представить неким рядом Фурье, невозможно.

Однако из курсов математики известно, что существуют функции, не имеющие производных.

В связи с этим нам интересны такие колебания диполя $\mathbf{m}$, при которых получилось бы $\dot{\mathbf{m}} \neq 0$ и $\ddot{\mathbf{m}} = 0$. В этом случае волна будет лишена электрической составляющей и только магнитная волна с напряженностью, пропорциональной $\dot{\mathbf{m}}$, будет распространяться в пространстве.

Необычное свойство, которым должен обладать магнитный фотон, возникает из-за отсутствия в природе магнитных монополей. Дело в том, что обычные фотоны, обладающие электрической компонентой, рассеиваются и поглощаются в веществе благодаря наличию в нем электронов. В отсутствии магнитных монополей магнитный фотон должен чрезвычайно слабо взаимодействовать с веществом и длина его свободного пробега в среде должна быть примерно на два десятка порядков больше, чем у обычного фотона [5].

Кроме того, будучи циркулярно поляризованным, полноценный фотон, обладающий как магнитной, так и электрической составляющей, имеет спин равный $\hbar$. Кажется естественным предположить, что циркулярно поляризованный магнитный фотон, лишенный электрической составляющей, должен обладать спином равным $\hbar/2$.

Глава 12

Как возбудить магнитный фотон?

12.1 Функция Хевисайда и ее производные

Альтернативный метод возбуждения колебаний в эфире - осуществить резкий удар по нему с помощью мгновенно возникающего магнитного момента.

Такое явление имеет место, например, в цепочке последовательных превращений π^--мезон$\rightarrow$ μ^--мезон$\rightarrow$ электрон (Рис.(12.1)).

π-мезон не имеет магнитного момента, но μ-мезон магнитным моментом обладает. Превращение π-мезона в μ-мезон происходит за очень короткое время. Оценку этого времени можно получить, используя соотношение неопределенности:

$$\tau_{\pi\rightarrow\mu} \approx \frac{\hbar}{(M_\pi - M_\mu)c^2} \approx 10^{-23} sec \tag{12.1}$$

В несколько раз меньшее время потребуется для превращения μ-мезона в электрон.

Скачкообразное возникновение магнитного диполя можно описать функцией Хевисайда. Функция Хевисайда - ступенчатая функция равная нулю при отрицательных аргументах и единице при положительных. В нуле эта функция требует дополнительного определения. Обычно удобным считает-

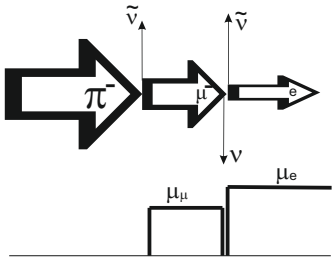


Рис. 12.1: Схематическое изображение цепочки превращений π-мезона в μ-мезон и в электрон. Внизу схематическое изображение, возникающих при этом магнитных моментов.

ся задать ее в нуле равной $1/2$:

$$He(t) = \begin{cases} 0 \;\; if \;\; t < 0 \\ 1/2 \;\; if \;\; t = 0 \\ 1 \;\; if \;\; t > 0 \end{cases} \tag{12.2}$$

Первая производная от функции Хевисайда $\frac{d}{dt}He(t) \equiv \dot{He}(t)$ есть δ-функция Дирака:

$$\dot{He}(t) = \delta(0) = \begin{cases} 0 \;\; if \;\; t < 0 \\ \to \infty \;\; if \;\; t = 0 \\ 0 \;\; if \;\; t > 0 \end{cases} \tag{12.3}$$

В таком представлении вторая производная от функции Хевисайда отсутствует.

12.2 Нейтрино и антинейтрино

Можно считать, что мгновенное возникновение магнитного дипольного момента происходит в процессе β-распада.

В соответствии с электромагнитной моделью нейтрона, спин релятивистского электрона, который формирует нейтрон вместе с протоном, равен нулю (3.22). Поэтому магнитный момент электрона при этом ненаблюдаем. При β-распаде нейтрона электрон приобретает свободу, а вместе с ней

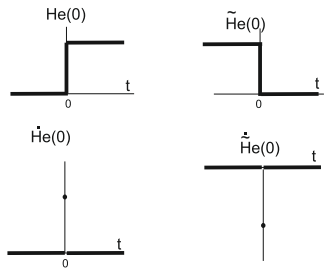


Рис. 12.2: Две функции Хевисайда, ответственные за рождение нейтрино и антинейтрино.

спин и магнитный момент. Учитывая то, что вылетающий электрон имеет скорость, близкую к скорости света, этот процесс должен происходить скачкообразно.

Эксперименты показывают, что реакция β-распада нейтрона сопровождается вылетом антинейтрино:

$$n \to p^+ + e^- + \tilde{\nu}. \tag{12.4}$$

Таким образом, δ-образный всплеск магнитного поля, возникающий при скачкообразном возникновении магнитного момента электрона, можно отождествить с антинейтрино.

Поскольку в исходном связанном состоянии (в составе нейтрона) электронный спин был равен нулю [3], а в конечном свободном состоянии его спин равен $\hbar/2$, то с учетом закона сохранения момента импульса магнитный γ-квант должен уносить с собой момент импульса равный $-\hbar/2$.

Другая реализация магнитного γ-кванта должна возникнуть при обратном процессе - при К-захвате. При этом процессе электрон, первоначально формировавший оболочку атома и обладавший собственным магнитным моментом и спином, в определенный момент захватывается протоном ядра и образует вместе с ним нейтрон. Этот процесс можно описать обратной функцией Хевисайда. Эта функция равна 1 при отрицательных временах и

обнуляется при $t = 0$:

$$\widetilde{H}e(t) = \begin{cases} 1 \;\; if \;\; t < 0 \\ 1/2 \;\; if \;\; t = 0 \\ 0 \;\; if \;\; t > 0 \end{cases} \tag{12.5}$$

При таком процессе должен возникать магнитный γ-квант обратной направленности поля относительно вектора его распространения $\mathbf{R}$ (Рис(12.2)). Такому "обратному"всплеску соответствует нейтрино в реакции K-захвата:

$$p^+ + e^- \to n + \nu. \tag{12.6}$$

12.3 Мезоны как возбужденные состояния электрона

В цепочке превращений пион$^-$ $\to$мюон$^-$ $\to$ электрон рождается три нейтрино (Рис.(12.1)). Заряженные пионы (π-мезоны), спины которых равны нулю, не обладают магнитными диполями. В момент превращения π-мезона в мюон (μ-мезон) скачкообразно возникает магнитный момент $\mathbf{m}_\mu = \frac{e\hbar}{2m_\mu c}$, что сопровождается испусканием антинейтрино $\tilde{\nu}$. При распаде мюона генерируется излучение нейтрино ν, которое вызвано тем, что исчезает мюонный магнитный момент. Одновременно с этим рождается электрон, обладающий магнитным моментом $\mathbf{m}_e = \frac{e\hbar}{2m_e c}$, что приводит к излучению еще одного антинейтрино $\tilde{\nu}$.

Тот факт, что никаких других продуктов кроме нейтрино и антинейтрино в этих реакциях не возникает, приводит нас к предположению, что пион и мюон должны являться возбужденными состояниями электрона.

Эти мезоны имеют массы

$$\begin{aligned} M_\pi^\pm &= 273.13 m_e \\ M_\mu^\pm &= 206.77 m_e \end{aligned} \tag{12.7}$$

Будем предполагать, что возбужденное состояние электрона формируется за счет того, что точечная частица с массой $M = \frac{m_e}{\sqrt{1-\beta^2}}$ (здесь $\beta = v/c$) и зарядом e вращается по окружности радиуса R со скоростью $v \to c$. Устойчивыми возбужденными состояниями будем считать те, для которых дебройлевская длина волны укладывается на длине окружности целое число

раз:

$$\frac{2\pi R}{\lambda_D} = n, \tag{12.8}$$

здесь $\lambda_D = \frac{2\pi\hbar}{p}$ - длина волна де-Бройля,
$n = 1, 2, 3...$ - целое число.

Инвариантный кинетический момент импульса (спин) такой частицы

$$\mathbf{S} = n\left[\mathbf{R} \times (\mathbf{p} - \frac{e}{c}\mathbf{A})\right], \tag{12.9}$$

где $\mathbf{A} = \frac{[\mathbf{m}\times\mathbf{R}]}{R^3\sqrt{1-\beta^2}}$ - векторный потенциал магнитного поля, создаваемого вращающимся зарядом.

С учетом того, что магнитный момент, заряда e, вращающегося по кругу,

$$\mathbf{m} = \frac{e}{2c}[\mathbf{R} \times \mathbf{v}] \tag{12.10}$$

получаем

$$S = n\hbar\left(1 - \frac{\alpha}{2\sqrt{1-\beta^2}}\right). \tag{12.11}$$

Здесь $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}$ - постоянная тонкой структуры.

Из уравнения (12.11) следует, что условию $S = 0$ соответствует такая скорость движения частицы, при которой релятивистский коэффициент $\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ равен $2/\alpha$. При этом масса частицы оказывается равной

$$M_0 = \frac{2}{\alpha}m_e = 274.08\ m_e. \tag{12.12}$$

Это значение массы очень близко к величине массы π-мезона (12.7), имеющего спин равный нулю:

$$\frac{M_0}{M_{\pi^\pm}} \simeq 1.003 \tag{12.13}$$

Условию $S = \hbar/2$ соответствует скорость вращения частицы, при которой коэффициент $\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ равен $3/2\alpha$ (при n=2) и масса частицы

$$M_{1/2} = \frac{3}{2\alpha}m_e = 205.56\ m_e. \tag{12.14}$$

Это значение массы очень близко к величине массы μ-мезона (12.7), имеющего спин равный $\hbar/2$:

$$\frac{M_{1/2}}{M_{\mu^\pm}} \simeq 0.9941 \tag{12.15}$$

Глава 13

О мюонном нейтрино

Реакции взаимодействия антинейтрино с протоном можно записать в виде:

$$\begin{array}{ccc} & & \mu^+ + n \\ & \nearrow & \\ \tilde{\nu} + p & & \\ & \searrow & \\ & & e^+ + n \end{array} \tag{13.1}$$

Аналогично реакции нейтрино и нейтрона:

$$\begin{array}{ccc} & & \mu^- + p \\ & \nearrow & \\ \nu + n & & \\ & \searrow & \\ & & e^- + p \end{array} \tag{13.2}$$

Опыт Ледермана, показал, что те нейтрино, которые рождены при превращении пиона в мюон, в дальнейшем участвуют только в мюонных модах реакций. В то время как электронные моды не реализуются.

Этот результат вызывает удивление. Дело в том, что все нейтрино - и мюонные, и электронные - рождаются при скачкообразном возникновении магнитных моментов. Функции Хевисайда, описывающих этот процесс, имеют только один переменный параметр с двумя значениями - вверх или вниз. Это соответствует нейтрино или антинейтрино (Рис(12.2)).

Ступеньке Хевисайда нельзя придать еще какое-то значение. На ней невозможно поставить какую-либо метку.

Если рассматривать нейтрино как элементарные частицы, то кажется возможным приписывать им еще какие-то специфические мюонные и электронные "заряды". Однако для магнитных гамма-квантов это неприемлемо.

При этом кажется совершенно излишним считать, что рождение свободного электрона в основном состоянии и рождение его в возбужденном состоянии (в качестве мюона) должно описываться в чем-то отличающимися ступеньками Хевисайда. Отличия возможны в величине этих ступенек, но т.к. для нейтрино в β-распадах характерен широкий спектр энергий, то этот параметр не может различать типы нейтрино.

13.1 Опыт Ледермана

В опыте Л.Ледермана [14] использовался первичный пучок протонов с энергией 15 Гэв. В результате их взаимодействия с мишенью создавался пучок высоко-энергетичных заряженных π-мезонов, которые, в свою очередь распадаясь, создавали высоко-энергетичные заряженные μ-мезоны и нейтрино ν_μ.

В дальнейшем эти нейтрино, взаимодействуя с нуклонами, вызывали реакции мюонной моды (10.1), а реакции электронной моды (10.2) зарегистрирована не была.

На основании этого был сделан вывод о существовании нейтрино специфического мюонного типа. Этот вывод был бы верным, если бы эти реакции были бы равновероятными. Однако это не так, поскольку продукты этих реакций имеют различные фазовые объемы.

В качестве примера обратим внимание на реакцию распада π-мезона.

Заряженный π-мезон имеет два канала распада.

$$\begin{array}{ccc} & & \mu^\pm + \nu \\ & \nearrow & \\ \pi^\pm & & \\ & \searrow & \\ & & e^\pm + \nu \end{array} \tag{13.3}$$

Измерения показывают, что мюонная мода этой реакции оказывается примерно на четыре порядка более вероятной.

Причиной подавления электронного канала по сравнению с мюонным служит то, что электроны в этой реакции рождаются релятивистскими, а мюоны нерелятивистскими. Так как кинетическая энергия электрона и нейтрино в этом распаде значительно больше их масс, их спиральность с хорошей точностью сохраняется, и распад подавляется по отношению к мюонной моде множителем [15]

$$R_\pi = \frac{m_e^2}{m_\mu^2\left(1-\frac{m_\mu}{m_\pi}\right)} \approx 1.3\cdot 10^{-4}, \tag{13.4}$$

который хорошо согласуется с данными измерений.

В реакции взаимодействия нейтрино с нуклонами следует ожидать подобного явления, поскольку также имеются мюонный и электронный канал реакции, который должен быть подавлен из-за его релятивизма. Во то время, когда Л.Ледерман с коллегами проводил свои измерения, об это известно еще не было.

Принимая во внимание подавление электронной моды распада в таких реакциях, можно думать, что именно по этой причине Ледерман с коллегами не обнаружили электронов и позитронов, а совсем не из-за существования специфического мюонного "заряда".

13.2 Как уточнить постановку эксперимента Ледермана?

Использование Ледерманом первичного пучка протонов с очень высокой энергией создавало большой поток нейтрино, летящих вперед. Однако это экспериментальное преимущество привело к подавлению электронной моды реакции.

Для того, чтобы этого избежать нужно повторить эксперимент Ледермана при меньшей энергии первичных протонов.

Если энергия протонов в первичном пучке лишь немного превышает порог рождения π-мезона в p-p реакции (290 МэВ), то рождающиеся π-мезоны будут обладать малой кинетической энергией. Нейтрино, рождающиеся в результате их распада, будут обладать энергией около 30 МэВ. Взаимодействие этих нейтрино с протонами мишени не может осуществить мюонную ветвь реакции, поскольку порог рождения мюона составляет примерно 105

МэВ. Электронная мода реакции должна при этом идти со стандартным сечением. Однако, следует заметить, что регистрация электронной моды в этом случае будет затруднена тем, что распад π-мезонов будет происходить внутри угла равного 4π.

Чтобы улучшить геометрию опыта можно поднять энергию первоначальных протонов примерно до 360 МэВ. При этом порог мюонной реакции еще не будет достигнут, но регистрация электронной моды должна увеличиться в несколько раз за счет более выгодной направленности потока нейтрино.

Важно, что если повысить энергию протонов в первичном пучке всего лишь примерно на 10 МэВ, рождающиеся нейтрино смогут осуществить мюонную реакцию, а электронная ветвь реакции в этом случае окажется подавленной.

Часть V

Заключение

Концепция нейтрино как магнитных γ-квантов [6] объясняет все основные их свойства:
- крайне слабое взаимодействие с веществом является результатом отсутствия в природе магнитных монополей,
- спин нейтрино оказывается равным $\hbar/2$ из-за того, что они обладают только магнитной составляющей,
- рождение нейтрино в бета-распадах обязано скачкообразному возникновению магнитных моментов рождающихся частиц,
- существование нейтрино и антинейтрино объясняется наличием двух типов ступенек Хевисайда.

Дополнительно эта концепция открывает новую страницу в изучении мезонов, количественно предсказывая их массы.

Проведенные выше вычисления свойств нейтрона и мезонов обнаруживают ошибочность кварковой модели с дробными зарядами. Эта модель демонстрирует удачную возможность классификации частиц, часть из которых имеет придуманные свойства.

Вопрос о том является ли теоретическое построение достоянием науки могут решить только данные экспериментов. Возможность построения таблицы из частиц, состоящих из кварков с дробным зарядом, не доказывает реальность существования самих этих кварков.

Успешное описание нейтрона в электромагнитной модели показывает ошибочность введения кварков нижнего уровня для конструирования нейтрона и, по-видимому, всей этой модели.

При этом важно отметить, что для описания протон-нейтронного взаимодействия (в легких ядрах) нет необходимости привлекать модель глюонов, а также использовать теорию сильного взаимодействий.

Действительно, обмен релятивистским электроном между протонами в дейтроне (также как обмен нерелятивистским электроном в молекулярном ионе водорода) - это квантово-механическое явление. Нет основания приписывать этому квантово-механическому эффекту роль фундаментального взаимодействия Природы.

β-распад также не требует введения особенного фундаментального взаимодействия.

β-распад имеет отличительную особенность: при нем за очень короткое

время появляется (или исчезает при K-захвате) магнитный момент свободного электрона. Это вызывает эмиссию магнитного γ-кванта, т.е. нейтрино. Это явление имеет чисто электромагнитную природу и его описание не требует введения специального слабого или электро-слабого взаимодействия.

При этом возможность электромагнитного описания некоторых частиц делает актуальным вопрос о корректности существующего описания многих других, более сложных объектов микромира.

Очевидно, что в соответствии с главным постулатом естественных наук В.Гилберта проверка корректности такого описания должна опираться на экспериментальные данные базовых свойств исследуемых объектов [2]. Удачный метод систематизации частиц в некую таблицу нельзя считать исчерпывающим доказательством правильности и единственности данного подхода, если нет уверенности в правильности определения свойств всех систематизируемых частиц.

Литература

[1] W.Gilbert (1600)
De magneto magneticisque corporibus et de magno magnete tellure, London

[2] Vasiliev BV. (2015)
On the Disservice of Theoretical Physics,
Research & Reviews: Journal of Pure and Applied Physics, v.3, i.2

[3] B.V.Vasiliev (2015)
About Nature of Nuclear Forces, Journal of Modern Physics, Journal of Modern Physics, 6, 648-659.
http://www.scirp.org/Journal/PaperInformation.aspx?PaperID=55921

[4] Vasiliev BV.(2016)
Some Problems of Elementary Particles Physics and Gilbert's Postulate, Journal of Modern Physics, 7: 1874-1888
http://www.scirp.org/Journal/PaperInformation.aspx?PaperID=71310

[5] Vasiliev, B.V. (2015) Some Separate Problems of Microcosm: Neutrinos, Mesons, Neutrons and Nature of Nuclear Forces
International Journal of Modern Physics and Application, v.3, n.2: 25-38
http://www.aascit.org/journal/archive2?journalId=909&paperId=3935

[6] Vasiliev BV. (2017)
Neutrino as Specific Magnetic Gamma-Quantum, Journal of Modern Physics, 8: 338-348
http://www.scirp.org/Journal/PaperInformation.aspx?PaperID=74443

[7] Beringer J. et al. (2012)
Phys. Rev.,D86,010001

[8] Bethe, H.A. and Morrison, P.(1956)
Elementary Nuclear Theory, NY

[9] Landau L.D. and Lifshitz E.M.(1971)
The Classical Theory of Fields (Volume 2 of A Course of Theoretical Physics) Pergamon Press, N.Y.

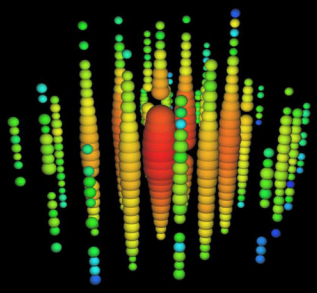
[10] Heitler W., London F. (1927)
Wechselwirkung neutraler Atome und homoopolare Bindung nach der Quantenmechanik,
Zeitschrift fur Physik, 44, pp.455-472.

[11] Motz H.T., Carter R.E. and Fiher P.C.(1959)
Bull.Am.Phys.Soc., **11** 4, 477

[12] Monaham J.E., Raboy S. and Trail C.C. (1961)
Nucl.Phys.,**24**, 400

[13] Tamm I.E. (1934)
Neutron-Proton Intaraction, Nature **134**, 1011

[14] G. Danby, J-M. Gaillard, K. Goulianos, L. M. Lederman, N. Mistry, M. Schwartz, and J. Steinberger (1962)
Phys. Rev. Lett. 9, 36

[15] Terentiev M.V. (1999)
Introduction in Elementary Particles Theory, Moscow, ITEP, (In Russian)

[16] Vasiliev B. (2014
Physics of Star and Measuremrnt Data, part I
Universal Journal of Physics and Application, 2(5), 257-262).