

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ
ЧАСТИЦЫ
И ИХ
ВОЗБУЖДЕННЫЕ
СОСТОЯНИЯ

Борис В. Васильев

2025

АННОТАЦИЯ

Теория дробно заряженных кварков, на базе которой обычно проводятся современные исследования элементарных частиц, не дает возможности вычислить их массы и магнитные моменты.

Проф. М. Я. Даныш в середине прошлого века экспериментально обнаружил наличие у элементарных частиц возбужденных состояний. Это открытие дает возможность создать корректную теоретическую модель, в которой массы частиц и их магнитные моменты могут быть предсказаны в полном соответствии с данными измерений.

Это делает ненужной общепринятую в настоящее время модель кварков.

Описанные в этой книге вопросы будут интересны студентам, аспирантам и научным сотрудникам, работающим в области элементарных частиц.

Часть I

О принципах построения корректной
микроскопической теории

Глава 1

Достоверность физической теории

1.1 Общие соображения

Подавляющее большинство теоретических моделей, созданных физиками в XX веке, совершенно адекватно описывает объекты окружающего мира и происходящие в нем явления.

Однако с некоторыми теоретическими моделями возникают сложности, поскольку они только кажутся достоверными.

Вопрос о том корректна ли конкретная теоретическая модель, описывающая свойства изучаемых объектов, возник давно. Еще крупнейший ученый позднего средневековья сэр Уильям Гилберт, который ввел в научный обиход саму концепцию элек-

трического и магнитного полей, приводил пример неверного понимания свойств объекта изучения. Он писал, что среди образованных людей бытует мнение, что силу магнита можно увеличить, натерев его чесноком [1].

В наши дни общепринято считать, что элементарные частицы составлены из дробно заряженных кварков, которые однако ненаблюдаемы в свободном состоянии. Причиной этого считается явление конфайнмента, которое запрещает кваркам быть свободными, но запирает их внутри частиц. Только там они существуют, никак не проявляя себя и свой дробный заряд.

Физики-ядерщики в течение многих десятилетий тратят огромные людские и материальные ресурсы на безрезультатные поиски некоего "острова стабильности" среди трансурановых элементов. Существование этого "острова стабильности" возможно в рамках одной из моделей ядер, но противоречит установленным закономерностям альфа-распада.

Есть и другие примеры подобных идей, поэтому в наши дни корректность теоретического описания исследуемых объектов является основным требованием современной науки. Ошибки в этом могут дорого стоить.

Для теоретических построений важно насколько полно и точно они могут объяснить данные измерений, т.е. насколько они согласуются с главным принципом естественных наук.



Рис. 1.1 – Сэр Уильям Гилберт (1544–1603) — английский физик, предложил первую модель земного магнетизма, ввел в научный обиход понятия электрического и магнитного полей.

1.2 Постулат Гилберта

Постулат, ставший со временем главным принципом естественных наук, был сформулирован более 400 лет назад сэром Уильямом Гилбертом (1544-1603) [1].

Его формулировка проста:

все теоретические построения, претендующие быть научными, должны быть подтверждены экспериментально.

Современная экспериментальная физика создала надежный фундамент для построения теоретических моделей, и постулат Гилберта стал основным принципом физики.

1.3 Достоверность микроскопической теории

В наше время появилась возможность уточнить средневековую формулировку принципа Гилберта. Необходимость уточнения вызвана тем, что могут существовать некие экспериментальные данные, которые выпадают из теоретического рассмотрения. Теоретическая модель может не давать им объяснения потому, что оно пока просто не найдено, но может быть и то, что модель ошибочна и она им противоречит.

Поэтому для проверки правильности современной теоретической модели нужно сформулировать дополнительный критерий, дающий ей оценку с принципиально другой точки зрения. Такую возможность дает квантовая механика.¹

Для понимания сути физических объектов и явлений необходимо развивать фундаментальные теории, дающие им микроскопическое теоретическое описание [2],[3].

В силу того, что объекты микромира подчиняются квантовым законам, современные микроскопические теории должны формулироваться в терминах квантовой механики и по ее пра-

¹В прикладной физике важную роль играют феноменологические теории, однако речь будет идти не о них.

вилам.

Поскольку коэффициентами в квантово-механических уравнениях служат мировые константы, то главные базовые равенства современных микроскопических теорий должны выражаться соотношениями только этих мировых постоянных.

Других решений у уравнений квантовой физики нет.

В качестве примера можно привести модель атома Бора, в которой все основные параметры выражаются только соотношениями мировых констант.²

Поэтому современная формулировка требований к микроскопической физической теории должна учитывать это обстоятельство:

корректная микроскопическая теория должна опираться на базовые соотношения, которые состоят только из мировых констант и подтверждаются данными измерений.

²Конечно нельзя ставить знак тождества между микроскопической теорией и квантово-механической теорией. Здесь могут быть исключения. Так микроскопическая теория броуновского движения не должна быть квантовой. Однако в подавляющем большинстве случаев эти два термина можно считать совпадающими.

Часть II

Свойства элементарных частиц

Глава 2

О возбужденных состояниях элементарных частиц

2.1 Кварки и строение частиц

В середине 60-х годов прошлого века М. Гелл-Манн и Дж. Цвейг независимо друг от друга высказали гипотезу о возможности существования кварковой структуры элементарных частиц. Физическое сообщество с готовностью приняло эту идею, облегчающую систематизацию элементарных частиц.

Однако дробно-заряженные кварки, несмотря на все усилия физиков-экспериментаторов, так и не были найдены. А пред-

положение о конфайнменте, введенное, чтобы объяснить отсутствие у кварков свободных состояний, нарушает общий принцип Гилберта-Галилея, запрещающий ненаблюдаемым объектам (подобным ангелам из религиозных догм) обладать некими конкретными физическими свойствами [2].

Теория кварков успешно классифицирует частицы по неким гипотетическим параметрам, таким как странность, изотопический спин, кварковый состав.

Несмотря на ненаблюдаемость кварков, в настоящее время в физическое сообщество используется классификация частиц на их основе.

2.2 Открытие элементарных частиц, существующих в возбужденных состояниях

Предположение о том, что элементарные частицы могут существовать в возбужденных состояниях было высказано впервые еще в начале 50-х годов прошлого века. Мариан Даныш и Ежи Пниевский [4] предположили, что наблюдаемый ими новый эффект, обнаруженный при изучении воздействия космических лучей на нуклоны ядер фотоэмульсии, может быть объяснен переходом одного из нуклонов в возбужденное состояние.

Они наблюдали реакцию:



При этом им уже было известно, что K^- -мезоны и π^- -мезоны, массы которых сильно различаются, распадаются по одной и той же схеме:

$$K^- \rightarrow \mu^- + \nu \quad (2.2)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \nu. \quad (2.3)$$

Поэтому их можно считать возбужденными состояниями одной и той же частицы.

На этом основании Λ^0 -частицу можно считать возбужденным состоянием нейтрона n^0 , т.к. других частиц в реакции (2.1) нет.

М. Даныш и И. Пниевский показали, что для рождения каких-либо новых частиц в этой реакции энергии недостаточно и речь может идти только о возбужденном состоянии одного из нейтронов ядра. При этом сами ядра, содержащие такой нуклон, стали называть Λ -гиперядрами и Σ -гиперядрами в зависимости от того в какое возбужденное состояние перешел нейтрон.

Важность этого открытия оказалась очевидной для нобелевского лауреата сэра Сесила Фрэнка Пауэлла. Поэтому годом позже этому животрепещущему вопросу он посвятил обзор в журнале Nature [5]: *"Мы вступаем в новую область, где еще предстоит установить принципиально новые концепции. Но представляется разумным предположить, что нуклон превращается в возбужденный нуклон в результате изменений в его внутреннем строении. Если это так, то мы начинаем новое проникновение в то, что Максвелл назвал «странными слоями материального мира», и изучение мира нуклонов"*.

Но через несколько лет физическое сообщество склонилось

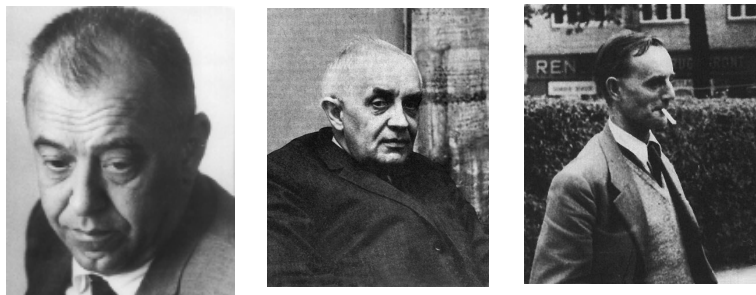


Рис. 2.1 – Академик Марьян Янович Даныш, профессор Ежи Пниевский и Нобелевский лауреат Сесил Франк Пауэлл.

к представлению о кварковом строении элементарных частиц, и о рассмотрении возбужденных состояний частиц было почти забыто.

В наши дни, несмотря на ненаблюдаемость кварков, в физическом сообществе принято классифицировать частицы на их базе.

При этом никого не смущает, что кварковая теория не дает объяснения измеримым свойствам частиц - величине их масс и магнитных моментов.

2.3 Какова физика возбужденного состояния частиц?

2.3.1 Заряженные мезоны как возбужденные состояния электрона (позитрона)

Согласно современным представлениям μ -мезоны, являясь лептонами, не имеют кварковой структуры и не участвуют в реакциях с сильным взаимодействием, в отличие от заряженных $\pi^\pm$ -мезонов, которые состоят из кварков и характеризуются сильным взаимодействием с другими частицами.

Для понимания природы этих мезонов принципиально важный факт дает характерная цепочка превращений:

$$\text{пион}^\pm \rightarrow \text{мюон}^\pm \rightarrow e^\pm.$$

В этой цепочке частицы связаны только последовательным излучением нескольких нейтрино. В рамках стандартной теории электромагнетизма нейтрино можно рассматривать как специфический гамма-квант [6], [21]. Излучение нейтрино есть процесс сброса энергии. Т.е. пион и мюон являются возбужденными состояниями электрона.

Это обстоятельство дает возможность вычислить их массы [8].

2.3.2 Частица в возбужденном состоянии

Как можно представить себе элементарную частицу (например, электрон) в возбужденном состоянии?

Можно предполагать, что энергия возбуждения заряженной частицы определяется ее кинетической энергией при движении по замкнутой траектории в некотором малом объеме пространства. При этом движении частица не должна излучать.

Такое движение осуществляет электрон, находящийся на стационарной орбите в атоме Бора.

Исходя из этой аналогии, будем полагать, что квази-устойчивое возбужденное состояние частицы создается, если она вращается по окружности радиуса R с такой скоростью, при которой на длине этой окружности "укладывается" n де-бройлевских волн λ_{dB} .

(Здесь n - целое или дробное рациональное число).

Так что

$$2\pi R = n \cdot \lambda_{dB}. \quad (2.4)$$

Учитывая, что длина волны де Бройля частицы определяется величиной ее импульса p_e

$$\lambda_{dB} = \frac{2\pi\hbar}{p_e}, \quad (2.5)$$

получаем условие существования квази-устойчивого возбужденного состояния электрона:

$$R \cdot p_e = n\hbar. \quad (2.6)$$

Так как мы рассматриваем движение заряженной частицы, ее обобщенный импульс зависит от величины вектор-потенциала A , создающегося при ее движении:

$$p_e^* = p_e - \frac{e}{c}A. \quad (2.7)$$

В случае движения по окружности вектор-потенциал определяется магнитным моментом кругового тока μ_0

$$A = \frac{\mu_0}{R^2 \sqrt{1 - \beta^2}} \quad (2.8)$$

Поскольку магнитный момент кругового тока

$$\mu_0 = \frac{eR\beta}{2}, \quad (2.9)$$

окончательно для релятивистского случая ($\beta \rightarrow 1$) получаем выражение для обобщенного импульса электрона

$$p_e^* = p_e - \gamma \frac{\alpha \hbar}{2R}. \quad (2.10)$$

Здесь

$\beta = v/c$, $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ - релятивистские факторы электрона,

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

Вводя в рассмотрение момент обобщенного импульса (спин) частицы

$$\mathbf{S} = [\mathbf{R} \times \mathbf{p}_e^*], \quad (2.11)$$

нужно учесть то, что его знак зависит от знака импульса частицы, т.е. от направления ее вращения. Поэтому при записи равенства (2.12) в скалярном виде имеем

$$s \equiv \frac{S}{\hbar} = \pm \left| n - \frac{\alpha \gamma}{2} \right|. \quad (2.12)$$

Необходимо учитывать, что квази-равновесное возбужденное состояние частицы может существовать при обоих знаках спина.

Таким образом, масса частицы в возбужденном состоянии

$$M = \gamma \cdot m_{basic} \quad (2.13)$$

Здесь m_{basic} - масса частицы в основном (невозбужденном) состоянии.

Релятивистский фактор возбужденной частицы

$$\gamma = \frac{2}{\alpha} (n \pm s) \quad (2.14)$$

Поскольку для многих частиц момент импульса кругового тока $s = 0$, то в этом случае при формировании устойчивого возбужденного состояния должно выполняться условие:

$$\gamma = \frac{2}{\alpha} n = 274.08 \cdot n \quad (2.15)$$

Если на замкнутой орбите присутствует Q лептонов, то соответственно её механический момент увеличится в Q раз.

Суммарный заряд такой частицы, состоящей из нескольких лептонов, не бывает по абсолютной величине больше единицы (реально не наблюдается частиц с зарядом большим чем 1 за единственным исключением), то вклад в суммарную величину вектор-потенциала, вносимый дополнительными лептонами должен зануляться. Поэтому при записи уравнения равновесия с $Q > 1$ (2.14) нужно учитывать это обстоятельство:

$$\alpha\gamma = 2 \cdot \sum_{i=1}^Q n_i \pm s \quad (2.16)$$

В случае $s = 0$ это равенство сводится к условию:

$$\alpha\gamma = 2 \cdot \sum_{i=1}^Q n_i \quad (2.17)$$

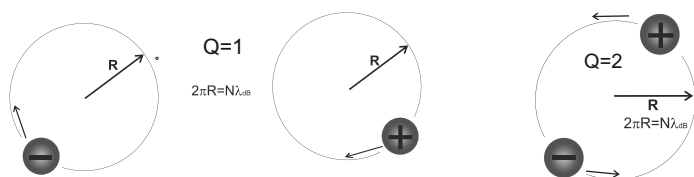


Рис. 2.2 – Иллюстрация возникновения квази-устойчивого возбужденного состояния электрона или позитрона и двух частиц.



Рис. 2.3 – Иллюстрация возникновения квази-устойчивого возбужденного состояния частицы, составленной из трех и четырех лептонов.

2.3.3 Масса частиц при $Q = 1$ и $Q = 2$

(рис.2.2)

Рассматривая случай $Q = 1, s = 0, n = 1$, из равенства (2.16) получаем массу частицы близкую к массе заряженного $\pi^\pm$ -мезона, обладающего нулевым спином:

$$\gamma_{s=0, n=1} \cdot m_e = \frac{2}{\alpha} m_e = 274.08 m_e \quad (2.18)$$

Если $Q = 1$ и $S = \hbar/2$, то интересен случай с меньшей энергией возбуждения, т.е. при дробном $n < 1$.

Если для этого случая выбрать $n = 1/4$, то путем простых вычислений получим массу частицы близкую к массе $\mu^\pm$ -мезона:

$$\gamma_{s=\frac{1}{2}, n=\frac{1}{4}} m_e = 205.56 m_e. \quad (2.19)$$

Спин всех частиц с параметром $Q = 2$ равен нулю. Поэтому равенство (2.16) в этом случае преобразуется к виду

$$\alpha\gamma = 2(n_1 + n_2) \quad (2.20)$$

Сравнение вычисленных значений масс этих частиц с данными эксперимента показано в Табл.(4.2).

2.3.4 Масса частиц с параметром $Q = 3$ и $Q = 4$

Иллюстрация возникновения квази-устойчивого возбужденного состояния частицы, составленной из трех и четырех лептонов приведена на рис.(2.3). Спины частиц, составленных из четырех кварков, равны нулю. Поэтому массы этих частиц можно получить из равенства (2.20). Результаты этих вычислений приведены в Табл.(4.2).

мезон	распад	S	измеренная масса мезона M_m	Q	n	s	$\alpha\gamma$	вычисленная масса γm_e	$\frac{M_m - \gamma m_e}{M_m}$
$\pi^\pm$	$\mu^\pm$	0	$273.13m_e$	1	1	0	2	$274.1m_e$	$-3.5 \cdot 10^{-3}$
$\mu^\pm$	$e^\pm$	$\frac{\hbar}{2}$	$206.77m_e$	1	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	3/2	$205.6m_e$	$5.8 \cdot 10^{-3}$
$K^\pm$	$\mu^\pm$	0	$966.11m_e$	1	$\frac{1}{2}$	0	7	$959m_e$	$7.3 \cdot 10^{-3}$
π^0	e^+e^-	0	$264.2m_e$	2	$\frac{1}{2}$	0	2	$274.1m_e$	$-1.9 \cdot 10^{-2}$
K^0	$\pi^+\pi^-$	0	$973.9m_e$	2	2	0	8	$1096m_e$	$-7.1 \cdot 10^{-2}$
ρ^0	$\pi^+\pi^-$	0	$1478.5m_e$	2	3	0	12	$1644m_e$	$-11.2 \cdot 10^{-2}$
φ^0	K^+K^-	0	$1995m_e$	2	4	0	16	$2192m_e$	$-14.6 \cdot 10^{-2}$
ρ^+	$\pi^+\pi^0$	$\hbar$	$1497.1m_e$	3	2	-1	10	$1370.4m_e$	$8 \cdot 10^{-2}$
η^0	$\pi^0\pi^0$	0	$1071.9m_e$	4	1	0	8	$1096m_e$	$-2.25 \cdot 10^{-2}$
ω^0	$\pi^-\pi^+\pi^0$	0	$1531.5m_e$	4	$\frac{3}{2}$	0	12	$1644m_e$	$-7.3 \cdot 10^{-2}$

Таблица 2.1 – Результаты вычислений массы мезонов.

Глава 3

Нейтрон и его возбужденные состояния

3.1 Модель нейтрона

Вопрос о том можно ли считать нейтрон фундаментальной частицей обсуждался в физическом сообществе неоднократно в прошлом веке и был решен без опоры на данные измерений, которых на ранней стадии изучения атомного ядра просто не было.

Одна из первых попыток, рассматривать нейтрон как составную частицу, построенную из протона и электрона, была предпринята И.Е.Таммом [9]. Однако эта попытка окончилась неуда-

чей. По понятным теперь причинам из протона и нерелятивистского электрона сконструировать нейтрон невозможно.

Для того, чтобы теоретическое рассмотрение объяснило образование составной корпскулы, обладающей свойствами нейтрона, необходимо рассматривать объединение протона с релятивистским электроном [6]. Эта модель позволяет с высокой точностью вычислить все основные параметры, характеризующие нейтрон: его магнитный момент, массу, спин. При этом механизм распада нейтрона не требует сложного объяснения, но модель позволяет вычислить энергию этого распада.

Кроме того, этот подход дает возможность объяснить природу ядерных сил на основе стандартной квантовой механики, исключив из рассмотрения глюоны [10], [11].

Дополнительно эта модель предсказывает существование у нейтрона возбужденных состояний.

Наличие возбужденных состояний электронной оболочки является характерной чертой модели атома Бора. При описании возбужденных состояний электронной оболочки атома предполагается, что степень возбуждения определяется тем, сколько волн де Бройля электрона укладывается на окружности электронной орбиты.

Используя тот же принцип образования возбужденных состояний, удастся найти их у нейтрона. Оказывается, что среди частиц, классифицируемых в настоящее время как элементарные, есть такие, которые таковыми не являются, поскольку их параметры соответствуют возбужденным состояниям нейтрона. Рассмотрим этот вопрос подробнее.

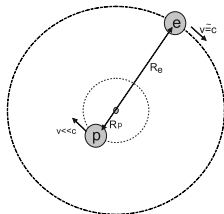


Рис. 3.1 – Тяжелый (релятивистский) электрон и протон, вращающиеся вокруг общего центра масс.

3.1.1 Энергия взаимодействия релятивистского электрона с протоном

Рассмотрим составную частицу, в которой вокруг протона по окружности радиуса R_e со скоростью $v \rightarrow c$ вращается электрон, имеющий массу покоя m_e и заряд $-e$ (рис.(4.1)).

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

$$m_e^* = \gamma m_e, \quad (3.1)$$

здесь релятивистский фактор

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (3.2)$$

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 электрона к массе протона:

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

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

$$R_e = \frac{R_{ep}}{1 + \vartheta}, \quad R_p = \frac{R_{ep}\vartheta}{1 + \vartheta}. \quad (3.4)$$

Здесь $R_{ep} = R_e + R_p$.

Релятивистский фактор, характеризующий электрон при этом получается равным

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

В соответствии с теоремой Лармора, в результате движения протона по окружности радиуса R_p , к нему приложено магнитное поле, величина которого определяется его гироманнитным отношением. Воздействие этого поля приведет к тому что магнитный момент протона окажется ориентированным перпендикулярно плоскости вращения. Иными словами можно сказать,

что за счет взаимодействия с этим полем вращение электрона должно происходить в плоскости "экватора" протона.

3.1.2 Квантование устойчивой орбиты

Можно предполагать, что так же как и при формировании устойчивой орбиты в атоме водорода, орбита релятивистского электрона в нашем случае получится устойчивой, если на окружности электронного кольца $2\pi R_e$ будет укладываться целое число длин волн де Бройля λ_{dB} , т.е. будет выполняться условие:

$$2\pi R_e = n\lambda_{dB}. \quad (3.6)$$

Где n - целое число,

а длина дебройлевской волны

$$\lambda_{dB} = \frac{2\pi\hbar}{\gamma m_e c}. \quad (3.7)$$

Таким образом

$$R_e = \frac{\hbar}{m_e c} \cdot \frac{n}{\gamma} = r_C \cdot \frac{n}{\gamma} \quad (3.8)$$

Здесь $r_C = \frac{\hbar}{m_e c}$ - приведенный радиус Комптона.

3.1.3 Кинетическая энергия вращающегося электрона

Кинетическая энергия релятивистского электрона записывается в виде равенства:

$$\mathcal{E}_{kin}^e = (\gamma - 1) \cdot m_e c^2 \quad (3.9)$$

В силу того, что мы предполагаем электрон ультрарелятивистским ($\gamma \gg 1$), можем записать

$$\mathcal{E}_{kin}^e \approx \gamma \cdot m_e c^2 \quad (3.10)$$

При этом на электрон действует центробежная сила:

$$\mathcal{F}_1 = \gamma m_e [\omega[\omega, R_e]] = \frac{\gamma m_e c^2}{R_e} \quad (3.11)$$

Кинетическая энергия протона при этом оказывается равной:

$$\mathcal{E}_{kin}^p = \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \vartheta^2}} - 1 \right) \cdot M_p c^2 \quad (3.12)$$

3.1.4 Кулоновское взаимодействие в системе релятивистский электрон + протон

Энергия кулоновского притяжения между протоном и электроном из-за его релятивизма имеет величину [17], §24:

$$\mathcal{E}_C = -\gamma \frac{e^2}{R_{ep}} = -\gamma \frac{\alpha r_c}{R_e(1 + \vartheta)} m_e c^2. \quad (3.13)$$

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

Поэтому сила кулоновского притяжения, действующая между этими частицами, равна

$$\mathcal{F}_2 = -\gamma \frac{e^2}{R_{ep}^2} = -\gamma \frac{\alpha}{(1 + \vartheta)^2} \frac{r_c}{R_e} \frac{m_e c^2}{R_e}. \quad (3.14)$$

3.1.5 Магнитное взаимодействие вращающегося релятивистского электрона с протоном

Магнитная энергия электронного токового кольца

Дополнительный вклад в кинетическую энергию системы создается магнитной энергией вращающегося электрона.

Энергия магнитного поля, создаваемого вращением электрона, стремится разорвать токовое электронное кольцо. Эта энергия зависит от величины магнитного потока в кольце Φ и создающего его тока J :

$$\mathcal{E}_\Phi = \frac{\Phi J}{2c}. \quad (3.15)$$

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

$$\Phi = \Phi_0 = \frac{2\pi\hbar c}{e}. \quad (3.16)$$

При этом, так как по определению магнитный момент токового кольца определяется силой тока J_0 и площадью кольца S_0 :

$$\mu_0 = J_0 \cdot S_0 \quad (3.17)$$

имеем

$$\mathcal{E}_{\Phi_e} = \frac{\Phi_0 J_0}{2c} = \frac{e^2}{2\alpha R_e} = \frac{1}{2n} \frac{\vartheta}{\sqrt{1 - \vartheta^2}} \cdot M_p c^2. \quad (3.18)$$

Возникающая при этом сила, стремящаяся разорвать токовое кольцо, получается равной

$$\mathcal{F}_3 = \frac{\gamma}{2n} \frac{m_e c^2}{R_e}. \quad (3.19)$$

Магнитная энергия, создаваемая вращением протона, значительно меньше:

$$\mathcal{E}_{\Phi_p} = \frac{\sqrt{2} \cdot \vartheta^2}{\sqrt{1 - \vartheta^2}} \cdot M_p c^2. \quad (3.20)$$

Соответствующая этой энергии сила приложена к протону и прямо не влияет на равновесную орбиту электрона.

Взаимодействие электрона с магнитным полем протона

Протон в рассматриваемом случае обладает двумя магнитными моментами - собственным

$$\mu_p = \frac{\xi e \hbar}{2 M_p c} \quad (3.21)$$

и орбитальным, который возникает за счет того, что протон вращается по орбите радиуса R_p :

$$\mu_{0p} = \frac{e \vartheta R_p}{2} \quad (3.22)$$

Поэтому энергия взаимодействия вращающегося электрона с магнитным полем протона будет состоять из двух слагаемых:

$$\mathcal{E}_\mu = \frac{\gamma e}{2 R_e^2} (\mu_{0p} - \mu_p). \quad (3.23)$$

Для того, чтобы энергия системы была меньше магнитные моменты μ_p и μ_{0p} должны быть направлены встречно, т.е. в скобках этого равенства между магнитными моментами должен стоять минус. Но сама энергия этого взаимодействия может быть как положительной, так и отрицательной. Это зависит от направления вращения электрона относительно ориентации магнитного

момента протона. Поэтому в последующем при решении этих уравнений необходимо учитывать оба эти варианта с разными знаками.

Сила, которая будет действовать на вращающийся электрон, может быть записана в виде:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{F}_4 &= \gamma e \beta \left(\frac{\mu_{0p}}{R_e^3} - \frac{\mu_p}{R_{ep}^3} \right) = \\
 &= \gamma e \left(\frac{\mu_{0p}}{R_e^3} - \frac{\mu_p}{R_e^3 (1 + \vartheta)^3} \right) = \\
 &= \gamma \frac{m_e c^2}{R_e} \left(\frac{\vartheta^2}{2} - \frac{\xi}{(1 + \vartheta)^3} \frac{\vartheta}{2n\sqrt{1 - \vartheta^2}} \right) \frac{\vartheta}{2n\sqrt{1 - \vartheta^2}} \alpha \frac{M_p}{m_e}.
 \end{aligned} \tag{3.24}$$

Здесь $\xi \approx 2.79$ - магнитный момент протона, выраженный в магнетонах Бора.

Магнитный момент электрона не входит в рассмотрение потому, что, как это будет показано ниже, момент обобщенного импульса (спин) электронной орбиты равен нулю и в системе не существует направления для выделенной ориентации электронного магнитного момента.

3.2 Равновесная орбита релятивистского электрона

Условие равновесия электронной орбиты имеет вид:

$$\sum_{i=1}^4 \mathcal{F}_i = 0. \tag{3.25}$$

Суммируя равенства (3.11), (3.19), (3.14) и (3.24) после упрощающих преобразований с учетом условия равновесия (3.8), получаем:

$$1 + \frac{1}{2n} - \left(\frac{\vartheta}{n\sqrt{1-\vartheta^2}} \frac{\alpha M_p}{m_e} \right) \left[\frac{1}{(1+\vartheta)^2} \left(\frac{\vartheta^2}{2} - \frac{\xi}{2n(1+\vartheta)^3} \frac{\vartheta}{\sqrt{1-\vartheta^2}} \right) \right] = 0. \quad (3.26)$$

Состояние с n=1

$$1 + \frac{1}{2} - \left(\frac{\vartheta}{\sqrt{1-\vartheta^2}} \frac{\alpha M_p}{m_e} \right) \left[\frac{1}{(1+\vartheta)^2} \right] - \left(\frac{\vartheta}{\sqrt{1-\vartheta^2}} \frac{\alpha M_p}{m_e} \right) \left[\frac{\vartheta^2}{2} - \frac{\xi}{2(1+\vartheta)^3} \frac{\vartheta}{\sqrt{1-\vartheta^2}} \right] = 0. \quad (3.27)$$

В результате решение этого уравнения получаем

$$\vartheta = 0.1991. \quad (3.28)$$

Состояние с n=2

$$1 + \frac{1}{2 \cdot 2} - \left(\frac{\vartheta}{2\sqrt{1-\vartheta^2}} \frac{\alpha M_p}{m_e} \right) \left[\frac{1}{(1+\vartheta)^2} \right] + \left(\frac{\vartheta}{2\sqrt{1-\vartheta^2}} \frac{\alpha M_p}{m_e} \right) \left[\frac{\vartheta^2}{2} - \frac{\xi}{2 \cdot 2(1+\vartheta)^3} \frac{\vartheta}{\sqrt{1-\vartheta^2}} \right] = 0. \quad (3.29)$$

Решение этого уравнения дает:

$$\vartheta = 0.263. \quad (3.30)$$

Состояние с $n=3$

$$1 + \frac{1}{2 \cdot 3} - \left(\frac{\vartheta}{3\sqrt{1-\vartheta^2}} \frac{\alpha M_p}{m_e} \right) \left[\frac{1}{(1+\vartheta)^2} \right] - \left(\frac{\vartheta}{3\sqrt{1-\vartheta^2}} \frac{\alpha M_p}{m_e} \right) \left[\frac{\vartheta^2}{2} - \frac{\xi}{2 \cdot 3(1+\vartheta)^3} \frac{\vartheta}{\sqrt{1-\vartheta^2}} \right] = 0. \quad (3.31)$$

При решении получаем:

$$\vartheta = 0.479. \quad (3.32)$$

3.2.1 Равновесная электронная орбита. Приближенное решение

Используя равенства (3.8) и (3.5), выпишем величину радиуса электронной орбиты

$$R_e = \frac{\hbar}{\gamma m_e c} = 1.035 \cdot 10^{-13} cm \quad (3.33)$$

Сложное уравнение (3.27), определяющее параметр ϑ , можно упростить. Его разложение дает приближенное выражение

$$\vartheta_1 \approx \frac{3\sqrt{\pi}}{2} \frac{m_e}{\alpha M_p} \approx 0.1985. \quad (3.34)$$

Приближенную величину радиуса электронной орбиты можно выразить через радиус Комптона r_c :

$$R_e \approx \alpha \frac{r_c}{2} = 1.41 \cdot 10^{-13} cm \quad (3.35)$$

Эта величина согласуется с оценкой, полученной раньше [11]:

$$R_e = \frac{\hbar}{c} \sqrt{\frac{\alpha \xi}{2 m_e M_p}} = 9.1 \cdot 10^{-14} cm \quad (3.36)$$

3.3 Масса нейтрона и его возбужденных состояний

Масса составной частицы определяется суммой масс покоя частиц, их релятивистской кинетической энергии и дефектом массы, возникающем из-за наличия потенциальной энергии их внутреннего взаимодействия. Вычислим эти вклады.

3.3.1 Кинетическая энергия электрона и протона

Суммируя равенства (3.10), (3.12), (3.18), (3.20) получаем

$$\mathcal{E}(kin) = \frac{\vartheta}{\sqrt{1-\vartheta^2}} \left[1 + \left(\frac{1}{\sqrt{1-\vartheta^2}} - 1 \right) \frac{\sqrt{1-\vartheta^2}}{\vartheta} + \left(\frac{1}{2n} + \sqrt{2}\vartheta \right) \right] \cdot M_p c^2 \quad (3.37)$$

3.3.2 Потенциальная энергия электрона и протона

Суммируя равенства (3.13) и (3.23) получаем

$$\mathcal{E}(pot) = \frac{\alpha M_p}{nm_e} \left[\frac{1}{1+\vartheta} + \frac{\vartheta^2}{2} \left(1 - \frac{1}{(1+\vartheta)^3} \cdot \frac{\xi}{n \cdot \vartheta \sqrt{1-\vartheta^2}} \right) \right] \left(\frac{\vartheta}{\sqrt{1-\vartheta^2}} \right)^2 \cdot M_p c^2. \quad (3.38)$$

3.3.3 Какова масса нейтрона и гиперонов?

Суммарная масса протона и электрона равна:

$$\mathcal{M}^{e+p} = m_e + M_p + \frac{E_0}{c^2} \quad (3.39)$$

Здесь E_0 - суммарная энергия, которой обладают релятивистский электрон+протон

$$\begin{aligned} E_0 &= \mathcal{E}(kin) - \mathcal{E}(pot) = \\ &= \frac{\vartheta}{\sqrt{1-\vartheta^2}} \left[1 + \left(\frac{1}{\sqrt{1-\vartheta^2}} - 1 \right) \frac{\sqrt{1-\vartheta^2}}{\vartheta} + \left(\frac{1}{2n} + \sqrt{2}\vartheta \right) \right] \cdot M_p c^2 - \\ &- \frac{\alpha M_p}{nm_e} \left[\frac{1}{1+\vartheta} + \frac{\vartheta^2}{2} \left(1 - \frac{1}{(1+\vartheta)^3} \cdot \frac{\xi}{n \cdot \vartheta \sqrt{1-\vartheta^2}} \right) \right] \left(\frac{\vartheta}{\sqrt{1-\vartheta^2}} \right)^2 \cdot M_p c^2 \end{aligned} \quad (3.40)$$

Эта формула позволяет вычислить массы рассматриваемых частиц как функцию параметра n .

Результаты вычислений сведены в таблицу (3.1)

Отметим, что при $n=1$ получается

$$E_0 = 2.04 \cdot m_e c^2 \quad (3.41)$$

Полученная таким образом сумма кинетической и потенциальной энергии должна соответствовать энергии, выделяющейся при распаде частицы. Для нейтрона эта оценка качественно согласуется с данными измерений.

3.4 Спин нейтрона

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

n	$\frac{\varepsilon_{kin}}{c^2}$	$\frac{\varepsilon_{pot}}{c^2}$	M_{calc} Eq.(3.40)	experimental data	$\Delta = \frac{M_{exp} - M_{calc}}{M_{exp}}$
n=1	$702m_e$	$700m_e$	$1839m_e$	$M_{n0} = 1837m_e$	0.001
n=2	$878m_e$	$605m_e$	$2108m_e$	$M_{\Lambda 0} = 2183m_e$	0.03
n=3	$2103m_e$	$1561m_e$	$2378m_e$	$M_{\Sigma 0} = 2335m_e$	0.02

Таблица 3.1 – Сравнение вычисленных значений масс частиц с данными измерений.

Момент обобщенного импульса электрона можно записать в виде

$$S_0 = \left[R \times \left(p - \frac{e}{c} A \right) \right], \quad (3.42)$$

здесь $A = \frac{[\mu \times R]}{R^3}$ - вектор-потенциал магнитного поля, создаваемого магнитным моментом μ .

Поэтому в скалярной форме

$$S_{0e} = \left\{ R_e \cdot \gamma \left\{ \frac{3}{2} m_e c - \frac{e}{c} \left(\frac{e}{R_{ep}} + \frac{\mu_p}{R_{ep}^2} - \frac{\mu_{0e}}{R_e^2} - \frac{\mu_{0p}}{R_e^2} \right) \right\} \right\}. \quad (3.43)$$

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

После несложных преобразований

$$S_{0e} = \gamma m_e c R_e \left\{ \frac{3}{2} - X \left(\frac{1}{1 + \vartheta} + \frac{\vartheta^2}{2} - X \frac{\xi}{2(1 + \vartheta)^2} \frac{m_e}{\alpha M_p} \right) \right\}. \quad (3.44)$$

Здесь $X = \frac{\alpha r_e}{R_e}$.

Подставляя в это равенство вычисленные выше значения ϑ и R_e , приходим к выводу, что

$$S_{0e} = 0, \quad (3.45)$$

и, таким образом, спин нейтрона оказывается равным спину протона.

Равенство нулю спина токового электронного кольца (3.45) играет важную роль в формировании равновесного состояния этой системы. Из-за того, что $S_{0e} = 0$ собственный спин электрона и его магнитный момент лишены направления ориентации в пространстве и выпадают из уравнений баланса, а потому и вообще из рассмотрения в этой задаче.

Глава 4

Заряженные гипероны

4.1 О заряженных гиперонах

Рассмотренные выше нейтроны и нейтральные Λ^0 - и Σ^0 -гипероны распадаются в конечном итоге на протон и электрон (при этом электрон в ряде случаев рождается в возбужденном состоянии в виде пиона). Заряженные гипероны распадаются на протон и два электрона или электрон и позитрон. Поэтому для нахождения устойчивого состояния заряженных гиперонов нужно искать решение задачи трех тел. Однако в случае отрицательно заряженных гиперонов эта задача упрощается. Электроны, входящие в конструкцию гиперона, испытывают протяжение со стороны протона и отталкиваются друг от друга. Поэтому можно предполагать, что электроны при вращении вокруг протона располагаются на концах одного диаметра (Рис.4.1).

При этом предположении поиск условия равновесия системы сводится к задаче двух тел и в соответствии с равенством (2.17) масса вращающихся релятивистских электронов:

$$M(2e) = \frac{2(n_1 + n_2)}{\alpha} m_e \quad (4.1)$$

Здесь n_1 и n_2 - число длин волн де Бройля, укладывающихся на траекториях первого и второго электронов.

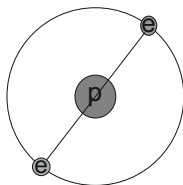


Рис. 4.1 – Частица, состоящая из протона и вращающихся вокруг него двух электронов.

В случае $n_1 = n_2 = 1$ суммарная масса электронов получается равной:

$$M_{11} = \frac{4}{\alpha} m_e \approx 548 m_e, \quad (4.2)$$

а вместе с массой протона получаем $2384 m_e$. Эта величина близка к массе Σ^- -гиперона, которая равна $2343 m_e$.

В случае $n_1 = 1, n_2 = 2$ суммарная масса электронов получается равной:

$$M_{12} = \frac{6}{\alpha} m_e \approx 812 m_e, \quad (4.3)$$

Hyperon	decay into	hyperon mass M_{hyper}, m_e	n_1	n_2	Calculated mass M_{calc}, m_e	$\frac{M_{calc} - M_{hyper}}{M_{hyper}}$ %
Σ^-	pee	2343	1	1	2384	1.7
Ξ^-	pee	2585	1	2	2658	2.8
Ω^-	peel ^o	3278	$2 \cdot 1$	$2 \cdot 2$	3480	6.3

Таблица 4.1 – Сравнение вычисленных значений масс заряженных гиперонов с данными измерений.

и она вместе с протоном дает $2658m_e$. Эта величина близка к массе Ξ^- -гиперона, которая равна $2586m_e$.

При распаде Ω^- -гипперона рождается четыре лептона. Если предполагать, что для них $n_1 = n_2 = 1, n_3 = n_4 = 2$, по аналогии получаем:

$$M_{\Omega^-} = \frac{12m_e}{\alpha} + M_p \approx 3480m_e, \quad (4.4)$$

что близко к массе Ω^- -гипперона равной $3273m_e$.

Результаты вычисления масс отрицательно заряженных гиперонов для наглядности сведены в Табл.(4.1).

Сравнение вычисленных масс возбужденных состояний с данными измерений измерений показан на рис.(4.2).

4.2 Массы тяжелых барионов

Интересно, можно ли рассматривать тяжелые барионы, масса которых примерно в 1000 раз больше масс мезонов, тоже как некие возбужденные состояния?

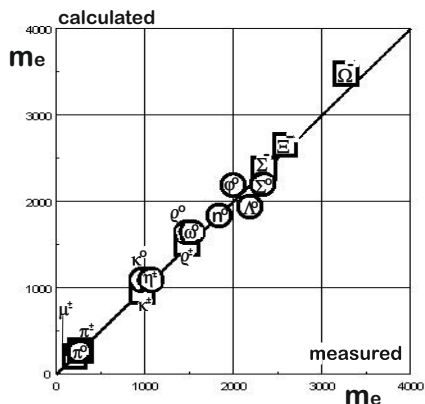


Рис. 4.2 – Сравнение вычисленных значений масс возбужденных состояний с данными измерений масс элементарных частиц. Кругами отмечены данные, относящиеся к нейтральным частицам, квадратами - к заряженным частицам [14].

Оказывается, это возможно.

Массу частицы в возбужденном состоянии с учетом равенств (2.12) и (2.13) можно записать в виде:

$$M = \gamma \cdot m_{basic} = \frac{2}{\alpha} (n + s) \cdot m_{basic}. \quad (4.5)$$

Результаты оценки масс π -мезонов и их возбужденных состояний приведены в Таблице 4.2).

Результаты этой оценки вместе с данными вычислений масс других частиц показан на Рис.4.3.

Возбуж- денное состояние частицы	Масса основной частицы m_{basic}	n	s	$\gamma =$ $\frac{2}{\alpha} (n + s)$	$M_{calc} =$ $\gamma \cdot m_{basic}$	M_{meas}	$\frac{M_{meas} - M_{calc}}{M_{meas}}$
	m_e				m_e	m_e	
$\pi^\pm$	m_e	1	0	274.08	274.08	273.13	$-3.5 \cdot 10^{-3}$
$W^\pm$	$m_{\pi^\pm}$	1	1	548.16	$1.4972 \cdot 10^5$	$1.574 \cdot 10^5$	$5.1 \cdot 10^{-2}$
Z^0	m_0	1	1	548.16	$1.4479 \cdot 10^5$	$1.7845 \cdot 10^5$	$18.8 \cdot 10^{-2}$

Таблица 4.2 – Результаты вычислений массы частиц.

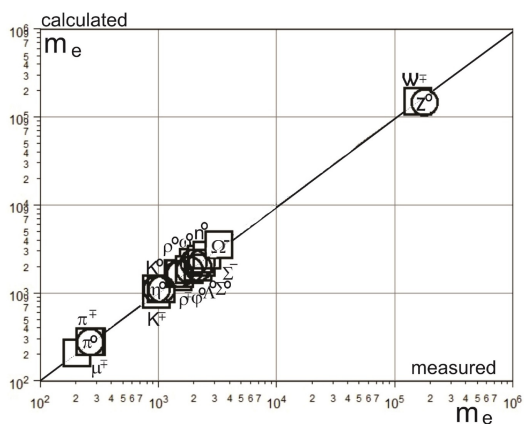


Рис. 4.3 – Сравнение вычисленных значений масс возбужденных состояний с данными измерений масс элементарных частиц. Кружками отмечены данные, относящиеся к нейтральным частицам, квадратиками - к заряженным частицам.

Глава 5

Магнитные моменты частиц

5.1 Магнитные моменты нейтрона и нейтральных гиперонов

Критерием правильности теоретической модели является ее подтверждение данными измерений. Поэтому важное значение имеет подтверждение рассматриваемой модели с другой точки зрения. Кроме вычисления масс частиц, построив их из нескольких лептонов, мы приобретаем возможность вычислить их магнитные моменты.

Магнитные моменты нейтрона и его возбужденных состояний складываются из магнитного момента протона и магнитных моментов орбитальных токов электрона и протона.

Суммарный магнитный момент, создаваемый круговыми то-

n	ϑ	μ_0 Eq.(5.3)	μ_S Eq.(5.4)	experimental data
n=1	0.1991	-4.727	-1.9367	$\mu_{n_0} = -1.9130427 \pm 0.0000005$
n=2	0.263	-3.4147	-0.6247	$\mu_{\Lambda^0} = -0.613 \pm 0.004$
n=3	0.479	-1.4121	1.3779	$\mu_{\Sigma_{\Sigma\Lambda}^0} = 1.61 \pm 0.08$

Таблица 5.1 – Сравнение вычисленных значений магнитных моментов с измеренными величинами.

ками

$$\mu_0 = -\frac{e\beta_e R_e}{2} + \frac{e\beta_p R_p}{2} = \frac{eR_{ep}}{2} \frac{(1 - \vartheta^2)}{(1 + \vartheta)} = \frac{eR_{ep}}{2} (1 - \vartheta). \quad (5.1)$$

Если выразить этот момент в магнетонах Бора μ_B , получим

$$\xi_0 = \frac{\mu_0}{\mu_B} = -\frac{(1 - \vartheta^2)\sqrt{1 - \vartheta^2}}{\vartheta}. \quad (5.2)$$

Таким образом, магнитный момент электронной орбиты:

$$\xi_0 = \left[-\frac{(1 - \vartheta^2)\sqrt{1 - \vartheta^2}}{\vartheta} \right]. \quad (5.3)$$

Суммируя его с магнитным моментом протона, получаем

$$\xi_S = \left[-\frac{(1 - \vartheta^2)\sqrt{1 - \vartheta^2}}{\vartheta} + 2.79 \right]. \quad (5.4)$$

С учетом значений ϑ эти величины сведены в таблицу (5.1).

Следует заметить, что магнитный момент Σ_0 -гиперона в справочной таблице [15] обозначен как переходный момент $\mu_{\Sigma\Lambda}^0$.

Глава 6

Заключение

Следует подчеркнуть, что приведенные выше оценки базовых параметров рассматриваемых состояний составных частиц получены простым и наглядным способом. Они не содержат никаких подгоночных параметров. То согласие, которое вычисленные параметры обнаруживают при сравнении с соответствующими измеренными величинами, приводит к важным выводам.

Эмпирическое представление спектра масс частиц было найдено десять лет назад [33]. Эта статья вызвала большой интерес, но до сих пор не удавалось получить теоретическое объяснение эмпирически подмеченному спектру масс частиц.

Принятие во внимание существование возбужденных состояний у электрона, позитрона и нейтрона приводит нас к выводу, что те частицы, которые принято считать в настоящее время элементарными, на самом деле таковыми не являются.

Поэтому для их описания нет необходимости вводить в рас-

смотрение кварки с дробными зарядами и другими свойствами, такими как странность, прелесть и т.п.

Исключение гиперонов, нейтронов и мезонов из таблицы элементарных частиц разрушает эти таблицы, построенные на гипотезе о существовании кварков с дробным зарядом.

При этом рассыпается и другие построения, подобные существованию барионного декуплета.

Таким образом развитие идеи Даныша-Пниевского-Пауэлла о существовании возбужденных состояний частиц в наши дни дает возможность решить сложную задачу физики частиц - объяснить их спектр масс.

Для таких частиц, как положительно заряженные гипероны необходимо искать равновесие, решая задачу о движении трех (и более) заряженных тел, связанных взаимным притяжением за счет электрического и магнитного взаимодействия. Решение такой задачи требует какого-то более сложного подхода.

Однако удачные вычисления масс нейтральных гиперонов и других частиц, которые проведены выше, дают надежду на успех более сложных вычислений масс и магнитных моментов остальных частиц.

Таким образом подход к описанию частиц, базирующийся на идее Даныша-Пниевского-Пауэлла, позволяет отказаться от модели кварков с дробным зарядом, которые не наблюдаются в природе, и рассматривать те объекты, которые принято называть элементарными частицами, как кратковременные связанные состояния электронов, позитронов и протонов.

Дополнительной удачей является то, что рассматривая ней-

трон как связанное состояние протона и электрона, мы получаем возможность объяснить природу ядерных сил хорошо известным квантово-механическим эффектом и количественно предсказать энергию связи как легких, так и тяжелых ядер

В начале этого обзора было отмечено, что среди микроскопических теорий, разработанных в XX веке и по сей день считающихся общепринятыми, имеется около десяти таких, которые требуют коренного пересмотра поскольку они не удовлетворяют усовершенствованному принципу достоверности микроскопической теории (Гл.1.2-1.3).

Это в полной мере относится к теориям объектов микромира.

В физике частиц принято считать, что нейтрон состоит из трех дробно-заряженных кварков нижнего уровня. Это дает простое объяснение реакции превращения нейтрона в протон. Чтобы осуществить ее нужно только чтобы всего один из d-кварков нейтрона каким-то образом превратился в u-кварк.

Общепринятые в настоящее время теории многих объектов микромира не ведут к возникновению формул, состоящих из мировых констант.

Согласно электромагнитной модели нейтрон является корпускулой, подобной атому водорода, но с релятивистским электроном [18].

Базовым для этих вычислений является равенство (3.26), определяющее безразмерный параметр равновесия системы ϑ через соотношение только мировых констант.

Последующие несложные вычисления позволяют определить все основные свойства нейтрона и гиперонов через параметр ϑ ,

т.е. выразить их в неявной форме только через мировые константы.

Важно, что вычисленные таким образом значения хорошо согласуются с данными измерений.

При этом описание нейтрона, согласующееся с усовершенствованным принципом достоверности микроскопической теории, позволяет рассмотреть возникновение ядерных сил как результат простого и хорошо известного квантово-механического эффекта [18], и при изучении их природы нет нужды вводить глюоны и сильное взаимодействие.

Литература

[1] W.Gilbert (1600)

De magneto magneticisque corporibus et de magno magnete tellure, London

О магните, магнитных телах и большом магните — Земле. М., (1956).

[2] B.V.Vasiliev (2020)

Principles of Constructing a Correct Microscopic Theory
Journal of Modern Physics, Vol.11 No.6, 907-919.

[3] Vasiliev BV.

On Nature of Hyperons,

Journal of Modern Physics.

Vol.10 No.13,pp.1487-1497(2019)

<https://www.scirp.org/journal/paperinformation.aspx?paperid=96226>

- [4] (1953)
M.Danysz and J.Pniewski,
Delayed disintegration of a heavy nuclear fragment
Phil. Mag. 44, 348
- [5] C.F.Powell (1954)
Excited Nucleons
Nature 173, 4402, pp.469-475.
- [6] 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>
- [7] Vasiliev BV.
Neutrino as Specific Magnetic Gamma-Quantum, Journal of
Modern Physics, 8: 338-348 (2017)
<http://www.scirp.org/Journal/PaperInformation.aspx?PaperID=74443>
- [8] B.V.Vasiliev (2019)
On the nature of π and μ mesons
Journal of Modern Physics, v.10,01, 1-7.

http://www.scirp.org/pdf/JMP_2019011014591744.pdf

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

- [10] B.V.Vasiliev (2017)
The Electromagnetic Model of Neutron and Nature of Nuclear Forces
SciFed Journal of Nuclear science,1:1
<http://scifedpublishers.com/fulltext/the-electromagnetic-model-of-neutron-and-nature-of-nuclear-forces/21910>

- [11] B.V.Vasiliev (2022)
About Nature of Nuclear Forces,
Physical Science International Journal
Volume 26, Issue 8, Page 1-20, 2022
<https://journalpsij.com/index.php/PSIJ/article/view/757/1513>

- [12] 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.

- [13] B.V.Vasiliev (2021)
On The Mass Spectrum of Elementary Particles

Adv Theo Comp Phy, v.4(1), Page 52-59.

- [14] B.V.Vasiliev (2023)
Can Elementary Particles have Excited States?
PSIJ, v.27, Issue 3, Page 9-15

- [15] M.Tanabashi et al. (2018)
Particle Data Group.
Phys.Rev.D98.030001
http://scipp.ucsc.edu/haber/pubs/Review_of_Particle_Physics_2014.pdf

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

- [17] 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.

- [18] 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>

- [19] 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>
- [20] 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>
- [21] 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>
- [22] Terentiev M.V. (1999)
Introduction in Elementary Particles Theory, Moscow, ITEP,
(In Russian)
- [23] Falkenberg E.D. (2001)
Radioactive Decay Caused by Neutrinos?
Apeiron, Vol. 8, No. 2, pp.32-45.
<https://pdfs.semanticscholar.org/3a21/346203f836847e60016770d931b324a461>
- [24] Jenkins J.H. et al (2008)
Evidence for Correlations Between Nuclear Decay Rates and
Earth-Sun Distance
arXiv:0808.3283v1 [astro-ph] 25 Aug 2008
<https://arxiv.org/abs/0808.3283>

- [25] A.G. Parkhomov.
Researches of alpha and beta radioactivity at long-term observations,
<https://arXiv:1004.1761v1> [physics.gen-ph] (2010).
- [26] Vasiliev BV.(2020)
Effect of reactor neutrinos on beta-decay
Journal of Modern Physics, 11: 91-96
<https://www.scirp.org/Journal/PaperInformation.aspx?PaperID=97775>
- [27] C. Giunti, C. W. Kim.
Fundamentals of neutrino physics and astrophysics.
Oxford University Press, Oxford, 2007.
- [28] Boris V Vasiliev
What Neutrino Reaction Has a Large Cross-Section?
Advances in Theoretical and Computational Physics,4(2): 121-128 (2021)
<https://www.opastpublishers.com/open-access-articles/what-neutrino-reaction-has-a-large-crosssection.pdf>
- [29] B.V.Vasiliev (2022)

Is neutrino lensing possible?

Adv Theo Comp Phy, 5(4), 629-636

<https://www.opastpublishers.com/open-access-articles/is-neutrino-lensing-possible.pdf>

[30] Я.И. Френкель

Электродинамика, т. II

ОНТИ, 1935

[31] Feynman R., Leighton R.B., Sands M.,

The Feynman Lectures on Physics, v.4 , Addison–Wesley, 1964

[32] Van de Hulst H. C.,

Light scattering by small particles, New York, Dover Publications inc., 1981

[33] Greulich K.O. (2010)

Calculation of the Masses of All Fundamental Elementary Particles with an Accuracy of Approx. 1%

Journal of Modern Physics, 2010, 1, 300-302

<https://www.scirp.org/journal/paperinformation.aspx?paperid=3309>