

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

53

## МАГНИТНАЯ МОДЕЛЬ МАТЕРИИ \*)

Ю. Швингер

«Теперь следовало бы кое-что добавить о некотором тончайшем эфире, проникающем все сплошные тела и в них содержащемся».

И. Ньютон, «Математические начала натуральной философии», перевод акад. А. Н. Крылова; Собр. трудов акад. А. Н. Крылова, т. VII, Л., 1936.

Из всех явлений природы лучше всего изучены электромагнитные, однако и здесь остались еще не разрешенными серьезные проблемы. Вот четыре из них:

1. Уравнения Максвелла указывают на симметрию электрического и магнитного зарядов, которая в силу случайности не зависит от пространства-времени. И до сих пор не открыт магнитный аналог электрического заряда. Как это можно объяснить, не отказываясь от качественных представлений о взаимности электрического и магнитного зарядов?

2. Единица электрического заряда есть универсальная постоянная. Электрический заряд всех заряженных частиц с фантастической точностью оказывается кратным друг другу, какими бы характеристиками они ни обладали. Какой неизвестный общий принцип здесь действует?

3. Возникает новая периодическая таблица, обязанная своим появлением процессам искусственного рождения субъядерных частиц и их хитроумной группировке в семейства. [Обнаружены два приближенных, но важных свойства: изотопический спин и гиперзаряд; от их величины также зависит электрический заряд частицы. Каков динамический смысл этих характеристик, которые родственны электрическому заряду и в то же время отличаются от него? Кроме того, предложены более сложные схемы классификации; согласно этим схемам ядерные частицы составлены из компонент с дробным электрическим зарядом. Но если иметь в виду отмеченную в п. 2 строгую регулярность, то какой физический смысл могут иметь такие модели?

4. Поведение всех частиц по отношению к сильным, электромагнитным и слабым взаимодействиям казалось согласующимся с общим свойством симметрии, согласно которому замена левого и правого, символизируемая буквой  $P$  (четность), комбинируется с заменой положительного

\*) J. Schwinger, A Magnetic Model of Matter, Science 165 (No. 3895), 757 (1969). Перевод А. К. Бурцева.

В оригинале статье предшествуют слова: «Мысленное проникновение в структуру ядерных частиц и предсказание новой формы материи».

заряда на отрицательный ( $C$ ). Но недавно были обнаружены явления, которые указывают на слабое нарушение этой  $CP$ -симметрии. Какой динамический механизм за них ответствен?

Я выдвину умозрительную гипотезу, в поддержку которой есть только один аргумент — она связывает друг с другом эти проблемы и в какой-то степени отвечает на все эти вопросы. Однако эта гипотеза может быть и далека от истины; тогда ее роль сведется к тому, чтобы как-то по-новому представить суть вопроса для упорядочения и уяснения того, что лежит в основе деятельности физиков, занятых исследованиями в области высоких энергий.

Началось все это давно, когда Дирак<sup>1</sup> указал, что согласно квантовым законам атомной физики существование магнитного заряда должно было бы привести к квантованию электрического заряда, в результате которого могли наблюдаться лишь целые кратные фундаментальной единицы. Я никогда не сомневался, что еще не открыт некий общий принцип (мы говорили о нем в п. 2). А сам Дирак указал основу для примирения (см. п. 1). Закон взаимного квантования электрического и магнитного зарядов таков, что если из известной единицы электрического заряда получить единицу магнитного заряда, то ее величина оказывается очень большой. Очень трудно разделить противоположные магнитные заряды в обычном магнитно-нейтральном веществе. Поэтому хотя количественная асимметрия между электрическим и магнитным зарядами не вызывает сомнения, их качественная взаимосвязь очевидна.

Новое здесь — это предполагаемая связь с загадками, описанными в пп. 3 и 4, которые являются свидетельством успехов экспериментальной науки. Эта связь возникает, если рассматривать свойства частиц, которые обладают как электрическим, так и магнитным зарядами. При этом условия квантования заряда оказываются менее строгими, дробный электрический заряд становится физической возможностью, совместимой с целым значением заряда, которым обязательно должны обладать магнитно-нейтральные частицы. Такие дуально-заряженные частицы представляют собой физическую реализацию компонент, используемых в эмпирических моделях так называемых адронов\*), являющихся сильно взаимодействующими ядерными частицами. Кроме того, при введении частиц с определенной величиной отношения электрического заряда к магнитному проявляется механизм нарушения  $CP$ -инвариантности. Электрический и магнитный заряды подобно электрическому и магнитному полям проявляют себя противоположным образом при пространственных отражениях, тогда как уравнения электромагнетизма симметричны относительно электрического и магнитного зарядов, когда оба типа зарядов рассматриваются вместе. Если дуально-заряженные частицы и их античастицы реализуют определенную величину отношения между электрическим и магнитным зарядами (но не их отрицательное значение), то правило  $CP$ -инвариантности нарушается. Эта физическая модель требует дальнейшей разработки для объяснения довольно парадоксального факта, почему наблюдаемое нарушение  $CP$ -инвариантности столь слабо. Такое же уточнение требуется и для установления детального соответствия с эмпирическим спектром масс, связанного с понятием изотопического спина и гиперзаряда. Перейдем теперь от этого краткого обзора к более подробному, но элементарному обсуждению различных вопросов.

\*) Термин «адрон» введен для противопоставления «лептону», обозначающему частицы, отличные от фотона и гравитона и не обладающие сильными взаимодействиями. Термин «лептон» выбран удачно, так как в греческом языке комбинация слов с формой «лепто» приводят, в частности, к значению «маленький, слабый». Но, к сожалению, значения слова «адрон» ограничены смысловыми значениями «целый, плотный», чего, конечно, мало.

УРАВНЕНИЯ МАКСВЕЛЛА

Форма записи этих уравнений для электрического поля  $\mathbf{E}$  и магнитного поля  $\mathbf{H}$  ( $c$  — скорость света)

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{H} - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E} &= \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_e, & \nabla \cdot \mathbf{E} &= 4\pi\rho_e, \\ -\nabla \times \mathbf{E} - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{H} &= \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_m, & \nabla \cdot \mathbf{H} &= 4\pi\rho_m \end{aligned}$$

делает очевидной симметрию

$$\mathbf{E} \rightarrow \mathbf{H}, \quad \mathbf{H} \rightarrow -\mathbf{E}, \quad \rho_e \rightarrow \rho_m, \quad \rho_m \rightarrow -\rho_e,$$

где электрический и магнитный токи  $\mathbf{j}_e$  и  $\mathbf{j}_m$  соответствуют распределению плотности зарядов  $\rho_e$  и  $\rho_m$ . Это частный пример инвариантности, выражаемой поворотом на произвольный угол  $\theta$ :

$$\begin{aligned} \mathbf{E}' &= \mathbf{E} \cos \theta + \mathbf{H} \sin \theta, & \mathbf{H}' &= -\mathbf{E} \sin \theta + \mathbf{H} \cos \theta, \\ \rho'_e &= \rho_e \cos \theta + \rho_m \sin \theta, & \rho'_m &= -\rho_e \sin \theta + \rho_m \cos \theta. \end{aligned}$$

При чисто электромагнитном рассмотрении наблюдаемое отсутствие магнитного заряда можно также описать как сосуществование электрического и магнитного зарядов, величины которых находятся в универсальном соотношении вида

$$\rho_m/\rho_e = \operatorname{tg} \theta.$$

Отметим также, что следующие комбинации:

$$e_1 e_2 + g_1 g_2, \quad e_1 g_2 - e_2 g_1,$$

образованные из электрических зарядов  $e_1, e_2$  и магнитных зарядов  $g_1, g_2$ , оказываются инвариантными при повороте на угол  $\theta$ .

КВАНТОВАНИЕ ЗАРЯДА

Имеется элементарное соображение в поддержку квантованности заряда \*). Рассмотрим нерелятивистскую частицу с массой  $m$ , электрическим зарядом  $e_1$  и магнитным зарядом  $g_1$ , движущуюся со скоростью  $\mathbf{v}$  в поле неподвижного тела, обладающего зарядами  $e_2$  и  $g_2$ . Имеется эквивалентное описание относительного движения двух частиц произвольной массы. Уравнение движения записывается следующим образом:

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = e_1 \left( \mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{H} \right) + g_1 \left( \mathbf{H} - \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{E} \right),$$

где зависимость напряженностей полей  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  от расстояния (начало координат связано с неподвижным телом) имеет вид

$$\mathbf{E} = e_2 \frac{\mathbf{r}}{r^3}, \quad \mathbf{H} = g_2 \frac{\mathbf{r}}{r^3}$$

( $\mathbf{r}$  — радиус-вектор). В результате подстановки получаем

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = (e_1 e_2 + g_1 g_2) \frac{\mathbf{r}}{r^3} + (e_1 g_2 - e_2 g_1) \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \frac{\mathbf{r}}{r^3}.$$

\*) Это соображение было изложено в книге <sup>2</sup> для частиц, обладающих либо электрическим, либо магнитным зарядом. Там также отмечалось, что условие квантования заряда соблюдается для дуально-заряженных частиц в предположении, что частицы несут заряды  $e, g$  и  $e, -g$ . Я еще не очень подготовлен к явно сильному нарушению  $CP$ -инвариантности, которое наблюдалось бы, если бы существовала только одна из этих частиц

В этой записи появились те инвариантные комбинации заряда какие мы приводили выше. В соответствующем уравнении для импульсов

$$\mathbf{r} \times m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = (e_1 g_2 - e_2 g_1) \frac{1}{c} \frac{\mathbf{r} \times (\mathbf{v} \times \mathbf{r})}{r^3} = (e_1 g_2 - e_2 g_1) \frac{1}{c} \frac{d}{dt} \frac{\mathbf{r}}{r}$$

мы выделяем сохраняющийся вектор момента количества движения

$$\mathbf{J} = \mathbf{r} \times m\mathbf{v} - (e_1 g_2 - e_2 g_1) \frac{1}{c} \frac{\mathbf{r}}{r}.$$

Квантование компоненты этого момента количества движения вдоль линии, соединяющей частицы, дает условие квантования заряда ( $2\pi\hbar$  — постоянная Планка)

$$(e_1 g_2 - e_2 g_1) / \hbar c = \nu,$$

где  $\nu$  — целое число. Исключение отсюда полуцелых значений, которые были введены Дираком, представляется в этой чисто «орбитальной» ситуации весьма правдоподобным, но требует довольно деликатных аргументов. В одинаковой мере деликатным является и предположение о том, что если частицы дуально-заряжены, а не просто представляют собой частицы с электрическим зарядом и частицы с магнитным зарядом, то целое число  $\nu$  должно быть четным \*).

Здесь я лишь попытаюсь указать, что может дать для этих аргументов следующее рассмотрение квантования полуцелых значений. Поскольку вещество обычно магнитно-нейтрально, любая чисто магнитно-заряженная частица, например, имеет свою противоположно заряженную античастицу. Если нас интересует электрический заряд  $e$  в точке  $\mathbf{r}$  вблизи магнитного заряда  $g$ , расположенного в начале координат, то не обязательно помещать компенсирующий заряд  $-g$  в точке  $\mathbf{R}$ , если последняя достаточно далеко отстоит от начала координат. Но исследуя дополнительный электромагнитный момент количества движения этой системы, равный

$$-(eg/c) \left[ \frac{\mathbf{r}}{r} - \frac{\mathbf{r}-\mathbf{R}}{|\mathbf{r}-\mathbf{R}|} \right],$$

мы видим, что момент количества движения, связанный с зарядом  $-g$ , не обращается в нуль, когда эта частица удаляется на бесконечность, а дает аддитивную постоянную. Полный момент количества движения этой системы из трех частиц является целым, как можно заключить из того, что электромагнитный момент количества движения обращается в нуль при  $\mathbf{R} \rightarrow 0$  и нейтрализации магнитного заряда. Если теперь обратить внимание на физическую эквивалентность системы из двух частиц и системы из трех частиц с удаленным на бесконечность компенсирующим зарядом, то устранить возможность парадоксальных переходов между полуцелыми и целыми значениями момента количества движения можно, лишь если ограничить значения  $eg/\hbar c$  целыми числами.

Это можно использовать для отождествления величины

$$-\frac{1}{c} (e_1 g_2 - e_2 g_1)$$

\*) Оба аргумента представлены на языке новой теории источников<sup>3</sup>. Обсуждение, в котором используются более привычные и громоздкие методы операторов теории поля, недавно провел Янг<sup>4</sup>, а затем повторил Цванцигер<sup>5</sup>, хотя Цванцигер не разобрался в том, что в соотношения входят два различных множителя 2.

с радиальной компонентой спинового вектора момента количества движения  $S^*$ ):

$$-\frac{1}{c}(e_1 g_2 - e_2 g_1) = S \cdot r/r.$$

Полный вектор спина можно ввести, определив импульс  $p$ :

$$m\mathbf{v} = \mathbf{p} + \mathbf{S} \times \mathbf{r}/r^2,$$

откуда

$$\mathbf{J} = \mathbf{r} \times \mathbf{p} + \mathbf{S} = \mathbf{L} + \mathbf{S}.$$

Свойства векторов  $p$  и  $S$  фактически те же, что и предполагаются по их известной комбинации, включающей орбитальный момент количества движения  $L$ . Вводя радиальную компоненту импульса согласно соотношению

$$\mathbf{p} = \frac{\mathbf{r}}{r} p_r + \frac{\mathbf{L} \times \mathbf{r}}{r^2},$$

мы приходим к формуле для кинетической энергии

$$T = \frac{mv^2}{2} = \frac{1}{2m} \left( p_r^2 + \frac{J^2 - (\mathbf{J} \cdot \mathbf{r}/r)^2}{r^2} \right),$$

где

$$\mathbf{J} \cdot \frac{\mathbf{r}}{r} = \mathbf{S} \cdot \frac{\mathbf{r}}{r} = -v\hbar.$$

Спектр полного момента количества движения таков:

$$J^2 = j(j+1)\hbar^2, \quad \text{где } j = |\mathbf{v}|, \quad |\mathbf{v}| + 1, \dots$$

В настоящей ситуации, когда из эксперимента известен только электрический заряд, рассмотрение гипотетического магнитного заряда  $g$  дает следующее условие квантования электрического заряда:

$$eg/\hbar c = 2n,$$

где предполагается четность целого числа  $\nu (= 2n)$ . Из соотношения

$$e^2/\hbar c \approx 1/137,$$

определяющего единицу электрического заряда, мы выводим единицу магнитного заряда, положив  $n = 1$ :

$$g_0^2/\hbar c \approx 4 \cdot 137.$$

Силы между магнитными зарядами оказываются сверхсильными по сравнению с сильными ядерными силами, для которых константы взаимодействия порядка 10. Из записанного выше условия квантования электрического заряда также следует величина полного электрического заряда магнитно-нейтрального образования дуально-заряженных частиц. Обозначим через  $e_\alpha$ ,  $g_\alpha$  различные конфигурации дуальных зарядов, подчиняющиеся условиям

$$\sum_{\alpha} g_{\alpha} = 0, \quad \sum_{\alpha} e_{\alpha} = e.$$

\*) Соображения в этом направлении были высказаны Голдхабером<sup>6</sup>. Я пришел к этому подходу с другого конца, поставив вопрос о том, как может быть устранен из рассмотрения спин частицы в пользу его хелисити (спиновой компоненты вдоль направления импульса). Математически задача остается той же самой, только меняются местами вектор положения и вектор импульса.

Допустив, что наименьший магнитный заряд, которым может обладать частица с электрическим зарядом  $e_0$ , равен  $g_0$ , мы заключаем из

$$\sum_a (e_a g_0 - e_0 g_a) / \hbar c = \sum_a 2n_a,$$

что

$$e g_0 / \hbar c = 2n.$$

Важность последнего замечания состоит в том, что электрический заряд дуально-заряженной частицы не должен быть целым кратным единичному заряду. Представим себе случай, когда все частицы дуально заряжены, причем универсальное отношение величины зарядов

$$g/e = \text{tg } \theta.$$

Тогда целые числа в любом условии зарядового квантования не имеют значения и снимаются всякие ограничения. Конечно, из того, что используется угол  $\theta$ , следует, что эта ситуация в точности соответствует операции поворота при чисто электрических зарядах, в которую не входит условие квантования заряда. Но слабость квантования заряда усиливается тем, что влечет за собой рассмотрение дуально-заряженных частиц. Предположим, что имеются два типа дуально-заряженных частиц с одинаковым магнитным зарядом  $g_0$ , но разными электрическими зарядами  $e_1$  и  $e_2$ . Условие квантования заряда имеет в этом случае вид

$$(e_1 - e_2) g_0 / \hbar c = 2n.$$

Из него следует, что разность  $e_1 - e_2$  кратна единице заряда, но не определяет индивидуальные заряды. Точно так же составное образование из частицы с зарядами  $e_1, g_0$  и ее античастицы ( $-e_2, -g_0$ ) дает магнитно-нейтральную частицу с электрическим зарядом  $e_1 - e_2$ , который должен подчиняться обычному условию квантования заряда. Если имеются дуально-заряженные частицы с магнитными зарядами, отличными от  $g_0$ , то эти заряды должны быть целыми кратными  $g_0$ , чтобы выполнялось обратное условие квантования, накладываемое на магнитный заряд тем, что единица электрического заряда равна  $e$ . Если, например, сравнить частицы с зарядом  $e_3, 2g_0$  и  $e_1, g_0$ , то условие квантования заряда требует, чтобы

$$(e_3 - 2e_1) g_0 / \hbar c = 2n.$$

Заключение о том, что  $e_3 - 2e_1$  является целым кратным  $e$ , опять-таки эквивалентно тому, что имеется магнитно-нейтральная составная частица, электрический заряд которой кратен  $e$ . Таким образом, видно, что электрический заряд дуально-заряженной частицы с магнитным зарядом  $g_0$  предполагает наличие новой единицы заряда, отличной от известной единицы заряда  $e$ .

#### МОДЕЛИ АДРОНОВ

Мы пришли теперь к следующему представлению. Адронное вещество рассматривается как магнитно-нейтральные образования дуально-заряженных частиц, для электрического заряда которых имеется новая единица заряда. Такое представление должно обладать достаточным разнообразием, чтобы учитывать два различных типа адронов: мезоны (частицы со статистикой Бозе — Эйнштейна) и барионы (частицы со статистикой Ферми — Дирака). В простейшей модели все дуально-заряженные частицы одинаковы, по крайней мере в смысле статистики, которая должна быть статистикой Ферми — Дирака, если из этих частиц построены барионы. Но они не должны иметь одно-единственное значение магнитного заряда,

так как тогда магнитно-нейтральные образования можно было бы получать лишь единственным способом, а именно, комбинируя частицу и античастицу. Это был бы единственный способ получения мезонов. Но достаточно иметь лишь два различных значения магнитного заряда, в качестве которых мы возьмем  $2g_0$  и  $-g_0$ . При этом магнитно-нейтральное образование получается из трех составляющих, магнитные заряды которых равны  $2g_0$ ,  $-g_0$ ,  $-g_0$ . И это образование подчиняется статистике Ферми — Дирака. Хорошо, что такое распределение магнитного заряда оказывается несимметричным, в отличие от распределения зарядов мезона ( $g_0$ ,  $-g_0$ ), потому что отсюда следует, что антибарион (магнитные заряды  $-2g_0$ ,  $g_0$ ,  $g_0$ ) является существенно отличной от бариона частицей. Магнитный заряд, таким образом, можно использовать для интерпретации эмпирического свойства нуклонного заряда. Последний можно отождествить, например, с полным магнитным зарядом дуально-заряженных составляющих, измеренным в единицах  $2g_0$ .

Чтобы можно было рассматривать нейтрон и протон как одну частицу — нуклон (такое представление впервые потребовало введения изотопического спина), естественно ввести три значения магнитного заряда для трех возможностей образования фундаментальной дуально-заряженной частицы. А эвристическая ценность теоретической взаимности электрического и магнитного зарядов становится очевидной, если предположить, что электрический заряд этой фундаментальной частицы имеет также три значения  $2e_0$ ,  $-e_0$ ,  $-e_0$ . Приравнивая не обращающуюся в нуль разность этих значений заряда известной единице  $e$ , мы получаем новую единицу заряда

$$e_0 = \frac{1}{3} e.$$

Именно это представление о дробных электрических зарядах [ $2/3$ ,  $-1/3$ ,  $-1/3$ ] и используется в эмпирических моделях. Оно возвращает нас к качественной симметрии между электрическим и магнитным зарядом и к требованию магнитной нейтральности. Мы должны отметить согласованность гипотезы о независимости структуры электрического заряда от магнитного заряда, из которой вновь следует, что заряд  $2e_0$  отличается от заряда  $-e_0$  на целое число. Случайно оказывается, что магнитный аналог соотношения между единицей электрического заряда дуально-заряженной частицы и единицей чисто электрического заряда имеет вид

$$g_0 = \frac{1}{3} g.$$

Единица чисто магнитного заряда равна

$$g^2/\hbar c \approx 36 \text{ (137)}.$$

Мы подошли теперь к очень важному вопросу. Какое название дать \*) фундаментальной дуально-заряженной частице? Обязательным в названии частицы является окончание *-он*. Как следует из развернутого термина «дуально-заряженная частица», основное, что мы должны подчеркнуть в названии — дуалистический или двойственный характер ее заряда. Имеются различные греческие и латинские приставки, с помощью которых можно передать этот дуализм: *би-*, *ди-*, *ду-*, *дио-*,

\*) К сожалению, при выборе следует учитывать предысторию. В интересах невразумительных рекомендаций филологов, которые приветствуют эмпирический аспект трезвучия, был выбран нетрадиционный и неблагозвучный термин, который встретил одобрение в определенных кругах. Я предпочитаю благородную традицию и, что более важно, приоритет теоретических обоснований перед другими загадочными эмпирическими характеристиками.

а также более длинные (например, *диадик*-). Можно было бы выбрать название «диадикон». Но мы помним, что «мезотрон» сократился до «мезона». Я считаю, что лучшим будет название «дион». Обозначение  $D$  не часто будет приводить к путанице с дейтерием, особенно если к названию частицы добавлять указание о величине электрического и магнитного зарядов (в единицах  $e$  и  $g$ ). Тогда  ${}^{2/3}D^{-1/3}$  — дион с электрическим зарядом  $-\frac{1}{3}e = -e_0$  и магнитным зарядом  $\frac{2}{3}g = 2g_0$ .

Какова масса диона? Внесем ясность: любая оценка суть чистейшая догадка. Нужно обладать отсутствием здравого смысла, чтобы связывать известные свойства составных частиц — адронов с неизвестными свойствами их составляющих — дионов. Сила взаимодействия намного превышает все значения, для которых можно было бы проделать эту процедуру. Но начало должно быть положено. Рассмотрим нерелятивистское поведение двух далеко отстоящих друг от друга дионов с общей массой  $M_D$ , которые образуют водородоподобную структуру. Энергия определяется из выражения

$$H = \frac{1}{2m} \left[ p_r^2 + \frac{J^2 - (v\hbar)^2}{r^2} \right] + (g_1 g_2 + e_1 e_2)/r,$$

где  $m = M_D/2$  — приведенная масса. Энергетические уровни водородоподобного атома зависят только от главного квантового числа  $n = n_r + l + 1$ , где  $l$  определяется здесь из соотношения

$$l(l+1) = j(j+1) - v^2.$$

Пренебрежем вначале тонкой (порядка  $eg_0/\hbar c \sim 1$ ) и сверхтонкой (порядка  $e^2/\hbar c \approx 1/137$ ) структурой. Вид формул упростится, если мы к тому же выберем такую систему атомных единиц, чтобы  $\hbar = c = 1$ . При определенном выборе

$$g_1 g_2 = -g_0^2$$

формула Бора для полной массы (или, лучше, для квадрата массы) будет иметь вид

$$M^2 = (2M_D)^2 \left[ 1 - \frac{1}{4} \frac{g_0^4}{n^2} \right].$$

Эта формула верна, только когда второй член мал по сравнению с единицей, что соответствует очень большим квантовым числам  $n \gg n_0$ , где

$$n_0 = \frac{1}{2} g_0^2 \approx 2 (137).$$

Но за неимением лучшего отбросим предосторожность и экстраполируем к нулевой массе! При этом  $n = n_0$ . Соседние состояния при  $n = n_0 + k$ , где  $k = 1, 2, \dots$ , приближенно представляются выражением

$$M^2 = (2M_D)^2 (2/n_0) k.$$

Эту формулу можно сравнить с эмпирическим спектром масс мезонов<sup>7</sup>. Простые, но точные представления о расстояниях по шкале масс в известных семействах из  $9 = 3 \times 3$  частиц дают нам возможность выявить эту массовую структуру, так что результирующие квадраты массы частиц оказываются пропорциональны целым числам (0, 1, 2 или 3). Эта шкала дополняется массой  $\rho$ -мезона, которая позволяет идентифицировать

$$(2M_D)^2 = \frac{1}{2} n_0 m_\rho^2.$$

Значение  $n_0$ , указанное выше, относится к индивидуальному магнитному заряду величиной  $g_0$ . Если принять значение магнитного заряда



равным  $2g_0$ , то  $n_0$  должно быть вчетверо больше. Мы будем пользоваться взвешенным средним этих значений, вследствие чего  $n_0 = 4$  (137) и тогда

$$M_D \sim (137/2)^{1/2} m_p \sim 6 \Gamma_{эв}.$$

Я не стану утверждать, что эта оценка правдоподобна, но по крайней мере она оптимистична в свете современных планов строительства ускорителей.

Вернемся к тому, что сила взаимодействия меняется примерно в  $e^2/g_0^2$  раз. Соответствующее изменение квадрата массы  $\sim M_D^2 e^2/g_0^2 \sim (1/137) m_p^2$ . Именно таково экспериментальное значение для зависимости от заряда, как следует из характеристик  $K$ -мезонов:

$$m_{K^0}^2 - m_{K^\pm}^2 \approx 0,7 \cdot 10^{-2} m_p^2,$$

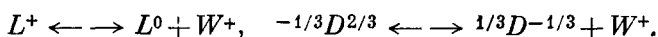
однако знак расщепления противоположен тому, какого следовало бы ожидать, исходя из простого рассмотренного механизма. Тонкая структура представлена изменениями величин  $n$  или  $k$ , которые сами порядка единицы. Это имеет место в качественном эмпирическом случае для  $K$ -мезона, принадлежащего к нонуллету  $k = 0$ , и  $\rho$ -мезона, принадлежащего к нонуллету  $k = 1$ ,

$$m_K^2 \approx 0,4 m_p^2.$$

Но количественного совпадения нет. Лишь величина электрического заряда кажется пригодной, тогда как наблюдаемый спектр масс связан со свойствами изотопического спина и гиперзаряда. Не хватает немногого.

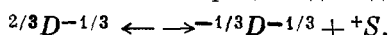
#### ЗАРЯДОВЫЙ ОБМЕН

Какие еще известные явления опущены в этой динамической схеме? Обычные электромагнитное и сильное взаимодействия дают эту обобщенную электромагнитную интерпретацию, однако в нее не входят так называемые слабые взаимодействия. Этот тип взаимодействия можно рассматривать как механизм обмена электрическим зарядом среди членов того же семейства частиц, включающего семейство лептонов ( $L$ ) — электрон, мюон, нейтрино. Можно, но это не обязательно, считать, что этот зарядовый обмен происходит через посредничество неизвестного тяжелого заряженного бозона, как это предлагалось не один раз под самыми разными названиями. Обычно используется символ  $W$  (слабое). Это позволяет записать некие типичные реакции



Налицо явная аналогия с испусканием и поглощением фотонов (которая послужила толчком для моих самых первых рассуждений в этом направлении), так как наблюдаемые взаимодействия имеют существенно векторную природу и универсальны по величине. Если рассматривать вопрос более подробно, то эти слабые взаимодействия известны как процессы, при которых сохраняется  $CP$ -инвариантность, но нарушаются  $C$ - и  $P$ -инвариантности, причем на характер неинвариантности влияет знак электрического заряда, участвующего в обмене. Дело обстоит так, как будто эти взаимодействия разрушают зарядовую инвариантность уравнений Максвелла и в результате помогают установить абсолютное различие между электрическим и магнитным зарядами.

Я считаю естественным вообразить, что имеется магнитный аналог этих процессов с соответственно более сильным взаимодействием  $S$  (сильное), который мог бы «запускаться» бозоном с единичным зарядом. Типичный магнитный зарядово-обменный процесс для диона имеет вид



Вполне вероятно, что как  $S$ , так и  $W$  являются фиктивными частицами и что их следует рассматривать лишь как краткую запись прямого обмена зарядом между парами частиц различных типов. Мы не будем подробно задерживаться на возможных магнитных двойниках лептонов и удивимся, лишь если нейтральное(ые) нейтрино смогут быть общими для обоих семейств. Механизм, представленный магнитной частицей  $S$ , производит быстрый обмен магнитным зарядом среди дионов, из которых состоит адрон. Может быть и так, что этот результат является усреднением магнитного заряда на отдельном дионе по весьма малому временному интервалу. И действительно, именно это можно предположить при наивном взгляде на эмпирическую ситуацию с барионами. Структура низколежащих мультиплетов точно получается, если объединить индекс электрического заряда (три значения) со спиновым индексом (два значения) и рассмотреть лишь полностью симметричные сочетания трех таких пар индексов в качестве трех составляющих, находящихся в симметричном орбитальном состоянии и подчиняющихся статистике Бозе — Эйнштейна. Противоречие с тем, что физической статистикой диона является статистика Ферми — Дирака, устраняется, если ввести дополнительный магнитный индекс (три значения) и составить с помощью всех трех индексов полностью антисимметричное сочетание. Это означает, что каждое из трех значений магнитного индекса равновероятно для отдельного диона, а поэтому средний магнитный заряд равен нулю.

Механизм обмена магнитным зарядом также виден, если считать, что нарушения  $CP$ -инвариантности невелики. В частности, к этому имеет отношение та замечательная точность, с которой известно, что нейтрон не имеет электрического дипольного момента <sup>8,9</sup>. Соответствующая длина взаимодействия  $\leq 10^{-22}$  см (для магнитного дипольного момента длина  $\sim 10^{-14}$  см). Мы сравним эту ситуацию с элементарной моделью, в которой дион, рассматриваемый как частица со спином  $1/2$ , обладает внутренними магнитным и электрическим дипольными моментами, пропорциональными его спиновому вектору и его электрическому и магнитному заряду соответственно. Такие модели часто применяются к магнитным моментам нуклона и приводят к парадоксальному результату, что масса составляющих меньше массы нуклона, а не намного больше ее, как требуется из физических соображений. Однако это артефакт крайне наивной нерелятивистской природы, и он снимается, если в релятивистское выражение для квадрата массы составной частицы ввести в виде добавочного члена выражение для магнитной (и электрической) энергии. Тогда масса составной частицы займет соответствующее место на шкале спектра масс, а эмпирический множитель порядка единицы даст разумную величину магнитных моментов нейтрона и протона. Аналогичный электрический дипольный момент пропорционален сумме магнитных зарядов диона, умноженных на спиновые векторы. Так как полный магнитный заряд равен нулю, электрический дипольный момент обратился бы в нуль, если бы все три диона были динамически одинаковы и поэтому имели бы идентичные средние спиновые векторы. Но дион с магнитным зарядом  $2/3$  явно имеет другую конфигурацию мезонного облака, чем дион с магнитным зарядом  $-1/3$ , и должен иметь несколько отличный средний спин; это привело бы к неприемлемому значению электрического дипольного момента, если только некий механизм не восстановил бы эквивалентность всех дионов путем быстрого обмена магнитным зарядом, который эффективно разрушает корреляцию между спином и магнитным зарядом.

Тот же механизм для обмена магнитным зарядом будет стремиться подавить те эффекты порядка  $eg_0/\hbar c$ , какие были названы тонкой структурой. Однако обменный механизм сам приводит к расщеплению по массе.

Среди следствий этих взаимодействий — различие масс отдельных дионов. Правдоподобное выражение для обменного взаимодействия, результатом которого является расщепление электрического триплета на дублет и синглет, получается при элементарном учете эмпирических свойств изотопического спина и гиперзаряда. Эти соображения носят слишком количественный характер и весьма неопределенны, чтобы обсуждать их здесь более подробно. Достаточно сказать, что выявляется общая схема механизма, с помощью которого можно разрешить задачу о причинах регулярностей, наблюдаемых в свойствах адронных сильных, электромагнитных и слабых взаимодействий.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе умозрительной, но теоретически обоснованной гипотезы, согласно которой можно рассматривать электрический и магнитный заряды присущими отдельной частице, была построена возможная динамическая интерпретация субъядерного мира. Я выражаю надежду, что эти проблематичные (если они не окажутся неадекватными) аргументы будут в достаточной мере убедительными, чтобы на их основе кто-либо попытался бы поставить определенную экспериментальную задачу поиска входа в этот неизвестный новый мир вещества, ибо, как сказал Фарадей: «Нет ничего слишком чудесного в том, что нечто оказывается верным, если оно согласуется с законами природы, а в таких делах, как эти, эксперимент — лучшее средство для установления такого соответствия».

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. P. A. M. Dirac, Proc. Roy. Soc. (London), Ser. A.133, 60 (1931); Phys. Rev. 74, 817 (1948).
  2. Symmetry Principles at High Energy (A. Perlmutter, J. Wojtaszek, G. Sudarshan B. Kursunoglu, Eds.), Freeman, San Francisco, 1966.
  3. J. Schwinger, Phys. Rev. 173, 1536 (1968).
  4. T.-M. Yan, Thesis (Harvard University, 1968).
  5. D. Zwanziger, Phys. Rev. 176, 1489 (1968).
  6. A. Goldhaber, Phys. Rev. 140, B1407 (1965).
  7. J. Schwinger, Phys. Rev. Lett. 20, 516 (1968).
  8. W. Dress, J. Baird, P. Miller, N. Ramsey, Phys. Rev. 170, 1200 (1968).
  9. C. Schull, R. Nathans, Phys. Rev. Lett. 19, 384 (1967).
-