

539.12

**РОЛЬ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ
В РАЗВИТИИ СОВРЕМЕННОЙ ФИЗИКИ *)***В. Вайскопф*

Поиски элементарных частиц так же древни, как и сама наука. Это — наиболее передовая область физики, которая стремится к пониманию основных составляющих частичек вещества. По мере прогресса физики исследования элементарных частиц перешли из области химии к атомной физике, а затем и к ядерной физике. Прошло немногим более десяти лет с тех пор, как эти исследования выделились из ядерной физики в новую область науки, занимающуюся уже не структурой атомных ядер, а структурой составных частей ядер — протонов и нейтронов, а также структурой электронов и других элементарных частиц. Эту область науки часто называют физикой высоких энергий, потому что для проведения большинства экспериментов здесь нужны пучки частиц весьма высокой энергии.

Цель этой статьи состоит в том, чтобы, образно говоря, охватить с птичьего полета те новые аспекты, которые порождены недавними исследованиями элементарных частиц, и показать, как они укладываются в рамки физики этого столетия.

Общеизвестно, что физики, занимающиеся исследованием взаимодействий при высоких энергиях, открывают новые частицы одну за другой, число «элементарных» частиц уже превышает 40. Мы уже тоскуем по тем дням двадцатипятилетней давности, когда вещество состояло только из протонов, нейтронов и электронов (а также изредка появлявшегося нейтрино), когда можно было объяснить все, начиная с астрономии и кончая физикой и химией или даже биологией, на основе только этих нескольких элементарных составляющих и сил, действующих между ними. Я берусь утверждать, что появление большого числа так называемых частиц основано на непонимании, которое обусловлено следующими тремя привычками.

1) Античастицу известной частицы называют новой частицей. Это все равно, как если бы кто-то удвоил число разновидностей животных, назвав зеркальное отображение каждой разновидности новым видом.

2) Возбужденное состояние называют новой частицей. Если бы то же самое было применено к атомам, то число различных атомов измерялось бы десятками тысяч.

3) Такую реальность, как квант света, называют частицей. Это, возможно, дело вкуса. В этой статье квант света будет называться квантом

*) V. F. Weisskopf, The Place of Elementary Particle Research in the Development of Modern Physics, Proc. Roy. Soc. A278,290 (1964), Перевод И.М. Дрёмина.

электромагнитного поля, и мы будем называть всякую другую реальность, подчиняющуюся статистике Бозе, не частицей, а квантом поля. Термин «частицы» мы сохраним только для реальностей, которые не могут быть испущены или поглощены поодиночке.

Я хочу сформулировать здесь простую точку зрения, которая во многих отношениях отражает точку зрения современной теории поля, единственно известной нам сейчас теоретической формы, в которой формулируется физика элементарных частиц и их взаимодействий. Эта точка зрения не очень отличается от мировоззрения двадцатипятилетней давности. Имеются две элементарные частицы: барион и лептон. Однако они проявляются в различных состояниях. Рассмотрим сначала ситуацию, которая существовала до открытия странных частиц. Барион был тогда известен в двух состояниях — в виде протона и нейтрона, лептон в трех — в виде электрона, нейтрино и μ -мезона. Аналогично тому, как электрон имеет два состояния («спин вверх» и «спин вниз»), барион может находиться в разных состояниях — протон и нейтрон (кроме этого у каждого из них есть еще два спиновых состояния). Протон и нейтрон обычно называют двумя изоспиновыми состояниями бариона, в которых проекция I_3 изотопического спина равна $+1/2$ или $-1/2$ соответственно.

Таблица I

Перечень элементарных частиц и квантов поля (J обозначает угловой момент, q —заряд, I —изотопический спин, s —обычный спин и m —массу)

Барионы: $I_3 = \frac{p}{2}, -\frac{n}{2}$		Лептоны: $e, \nu, (\mu)$					
Поля							
вид	источник	квант	J	q	I	s	m
Гравитация	Масса	Гравитон	2	0	—	—	0
Электромагнитные силы	Заряд	Фотон	1	0	—	—	0
Ядерные	{	Барион	0	\rightarrow	$\frac{1}{2}$	0	m_{π}
		Барион	0	\rightarrow	$\frac{1}{2}$	1	
Слабые	{	Промежуточный бозон	} 1?	1	—	—	?
		Лептон					

Указанные выше два типа элементарных частиц оказывают воздействие друг на друга, они взаимодействуют посредством полей. Мы знаем в данный момент четыре разных вида полей, которые перечислены в табл. I. Каждое поле вызывается источником, но оно, будучи испущено источником, может распространяться и независимо от него; такое испускание происходит, когда источник претерпевает ускорение. Тогда поле распространяется в виде квантов этого поля. Эти кванты обладают характерными чертами: иногда они переносят угловой момент, заряд или другие свойства, причем их масса покоя может быть отлична от нуля. В последнем случае ускорение должно быть достаточно велико, чтобы сообщить источнику энергию, по крайней мере равную массе кванта.

Источником гравитации является масса; ее кванты, гравитоны должны иметь спин равный двум, однако до сих пор еще не наблюдалось квантовых гравитационных эффектов. Источником электромагнитного поля является заряд, его квант обладает угловым моментом, равным единице. Ядерное поле представляет собой нечто более сложное. Любой

барион служит источником этого поля, по аналогии с квантами электромагнитного поля его кванты испускаются лишь тогда, когда источник сильно ускоряется при столкновении или каким-либо другим способом. Кванты ядерного поля проще, чем кванты света, в одном отношении: они не обладают угловым моментом. Однако в противоположность как гравитонам, так и квантам света у них есть масса, которая согласно Юкаве обусловлена тем обстоятельством, что эти поля короткодействующие. Видимо, существует два сорта квантов ядерного поля: π -мезоны и K -мезоны (мы будем часто называть их пионами и каонами), оба они обладают зарядом, который обычно выражается через изотопический спин, равный единице для пиона и половине для каона. Каон является переносчиком еще одного свойства, которое называется странностью. Оно может быть выражено в терминах квантового числа S , равного единице (со знаком плюс или минус) для каонов и нулю для пионов. Ниже мы еще раз вернемся к этому весьма важному свойству.

Слабые взаимодействия еще не достаточно хорошо поняты в настоящий момент для того, чтобы можно было дать их исчерпывающее описание. Здесь достаточно будет сказать лишь о том, что эти взаимодействия, по-видимому, можно интерпретировать в терминах поля, источниками которого являются как барионы, так и лептоны, и что, видимо, существует бозон, который является квантом этого поля. Он должен был бы обладать большой массой, быть заряженным и иметь угловой момент, равный единице. Масса его была бы большой из-за малости радиуса взаимодействия, она должна была бы при этом быть больше, чем масса каона, так как в противном случае каон распался бы с испусканием этого бозона. Этот бозон обладал бы единичным зарядом и единичным угловым моментом, так как именно такие величины передаются при β -распаде.

Аналогию между электромагнитным и ядерным полями можно проиллюстрировать на примере рассеяния квантов поля на частицах. Иногда при рассеянии квантов света на электронах спин электрона переворачивается:

$$h\nu + e\uparrow = h\nu' + e\downarrow.$$

Квант света может компенсировать это различие в спинах за счет изменения направления своего собственного спина. В случае ядерного поля аналогичный процесс проявляется в виде обмена изотопическим спином (зарядом):

$$\pi^- + p = \pi^0 + n,$$

когда заряженный пион в процессе рассеяния передает свой заряд нуклону.

Однако есть одно существенное различие между этими полями. Электромагнитное поле (так же как и гравитационное поле и поле слабых взаимодействий) связано со своим источником слабо, тогда как ядерное поле связано с ним сильно. Простое качественное определение силы связи можно было бы дать следующим образом: когда источник поля внезапно удаляется при передаче ему очень большого импульса, его поле остается сзади и расширяется в пространстве в виде излучения. Если число квантов этого расширяющегося поля много меньше единицы, связь является слабой, если оно больше единицы, связь сильная. Точнее говоря, это число зависит от импульса P , сообщенного источнику; число квантов в случае электромагнитного поля при этом порядка величины $\frac{e^2}{\hbar c} \ln\left(\frac{P}{m}\right)$, которая мала при всех доступных в настоящее время энергиях. Для ядерных полей, однако, соответствующее число больше единицы, когда импульс P

порядка нескольких $Gэв/c$. Сильная связь приводит к весьма интересным следствиям, которые мы рассмотрим несколько ниже.

Поля служат переносчиками сил между теми частицами, которые являются источниками этих полей. Если силы притягивающие, то две или более частиц образуют связанные системы. Эти системы проявляют характерные квантовые свойства, такие, как наличие квантовых состояний, включая основное состояние и возбужденные состояния, наличие переходов между этими состояниями с испусканием и поглощением квантов поля. Атомы и молекулы являются примерами таких систем, взаимодействующих с помощью электромагнитных полей. Ядра являются системами нуклонов, взаимодействующих через посредство ядерных полей (см. табл. II). Систематика возбужденных состояний — перечень самих состояний, их квантовых чисел, четностей, вероятностей переходов и т. д. — носит название спектроскопии. До сих пор мы знали два вида спектроскопии: атомно-молекулярную и ядерную.

Т а б л и ц а II

Квантовые системы

Две или более частицы, взаимодействующие посредством электромагнитного или ядерного поля:	
Электромагнитное	Ядерное
Атомы	Ядра
Молекулы	—
Кристаллы	Ядерное вещество

Тут мы подходим к первому характерному следствию сильной связи ядерных полей. Давайте сравним отдельный источник в случае слабой электромагнитной связи — электрон — с источником в случае сильной ядерной связи — нуклоном. В первом случае поле обладает простой структурой — кулоновское поле. Во втором случае не только структура ядерного поля более сложна, но и само поле может существовать в виде различных «образований». Есть несколько различных «состояний поля», которые могут быть образованы ядерным источником, тогда как в случае электрического поля вокруг источника образуется только единственное поле, обычное кулоновское поле.

В качестве первого примера мы упомянем хорошо известное возбужденное состояние нуклона $N^{3/2, 3/2}$ с изотопическим и обычным спинами, равными $3/2$; оно может образоваться при передаче нуклону необходимой энергии. Это состояние может перейти в основное состояние нуклона $N^{1/2, 1/2}$ с испусканием кванта поля — π -мезона. Не следует рассматривать это возбужденное состояние нуклона как систему, состоящую из нуклона и мезона, в которой пион вращается вокруг нуклона. Пион не является связанным в этом случае, он лишь испускается при переходе к основному состоянию. Нуклон окружен пионным полем, которое имеет разную структуру для возбужденного и основного состояний. Обычно используемая терминология, когда говорят, что нуклон окружен виртуальными пионами, отражает именно такую ситуацию. (См. рис. 1, где структуру поля следует рассматривать как символическое изображение. Истинная структура неизвестна и — даже если бы она была известна — не могла бы быть воспроизведена на рисунке.)

Существуют и другие возбужденные состояния ядерного поля. Они характеризуются своей энергией и своими квантовыми числами, такими, как изотопический спин I , обычный спин J , четность и странность S .

Последнее квантовое число, принимающее значения 0, 1, 2, было неизвестно в ядерной и атомной спектроскопии. Оно появляется здесь, так как кванты каонного поля переносят с собой равную единице странность или «гиперзаряд», как ее часто еще называют. На рис. 2 изображен спектр квантовых состояний нуклона. По абсциссе отложено квантовое число странность, по ординате — энергия, величины I и J указаны с левой стороны уровней. Большинство уровней является мультиплетами. В каждом мультиплете содержится $2I + 1$ состояний с различным зарядом.

Итак, мы сталкиваемся здесь с третьим видом спектроскопии: в отличие от атомной и ядерной спектроскопии мы можем назвать его «мезонной» спектроскопией. Соответственно размерам систем атомная спектроскопия имеет дело с разностями энергий порядка электронвольт (эв), ядерная — с миллионами электронвольт (Мэв), мезонная — с сотнями Мэв. Кроме того, есть и еще ряд характерных отличий этой спектроскопии от других. Одно из них вытекает из того факта, что кванты ядерного поля обладают конечной массой покоя, что приводит к образованию метастабильных состояний особого рода. Например, состояния, обозначаемые Λ и Ξ (а также заряженные компоненты Σ -состояния), не могут перейти в основное состояние нуклона (протон или нейтрон) из-за того, что кванты

поля, которые должны были испущены, чтобы унести с собой разницу в странности и изотопическом спине, имеют массу, большую чем энергия возбуждения. Вот почему состояния, названные Λ , Σ и Ξ , рассматривались как «странные» частицы. Однако мы все же наблюдаем переходы с испусканием π -мезонов между уровнями с одинаковой странностью, так как разности энергий этих уровней превышают массу пиона. Переходы же между уровнями с разной странностью происходят лишь в случае, если разность энергий больше, чем масса каона.

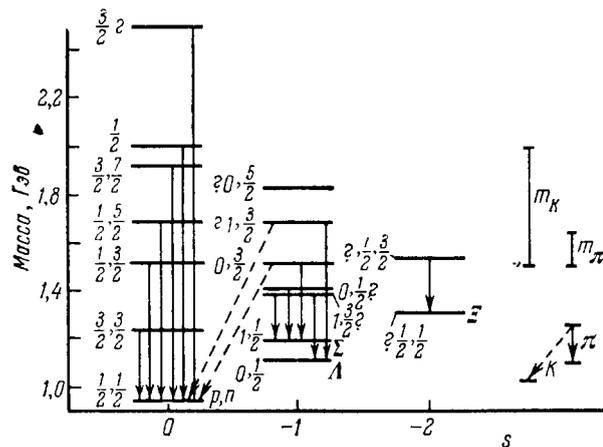


Рис. 2. Спектр бариона.

График содержит все квантовые состояния бариона, наблюдаемые до настоящего времени. Ближайшая к уровню цифра указывает изоспин, вторая — обычный спин. Вертикальные переходы происходят с испусканием π -мезонов, наклонные — с испусканием K -мезонов

на (рис. 2). Аналогичная ситуация имела бы место для атома водорода в том гипотетическом случае, если бы квант света обладал массой покоя, скажем, около 11 эв, немногим более, чем энергия возбуждения первого

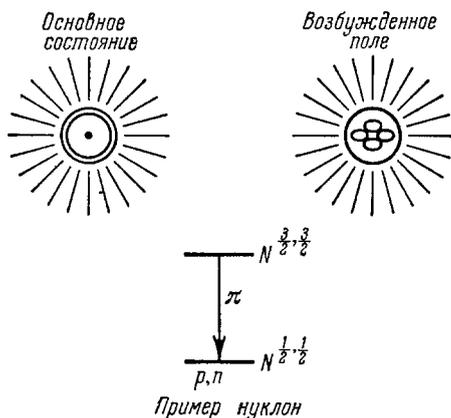


Рис. 1. Символическое представление двух различных полевых состояний отдельного бариона.

Рисунки являются лишь символическими и не могут рассматриваться как представления некоего реального поля.

возбужденного состояния. Тогда $2P$ -состояние было бы метастабильным состоянием аналогичного типа, неспособным перейти в основное состояние с испусканием кванта света.

Другое отличие состоит в ширине уровней. Те квантовые состояния, для которых радиационные переходы (т. е. переходы с испусканием π - или K -мезонов) возможны, имеют сравнительно большую «естественную» ширину, хотя и меньшую, чем разность энергий уровней, но мало отличающуюся от нее. Этот факт является следствием сильной связи, слабая связь приводит к очень узким естественным ширинам линий, как это и имеет место в случае атомов и ядер.

Метастабильные состояния не являются полностью стабильными из-за наличия слабых взаимодействий. Квантовое число «странность» не сохраняется при этих взаимодействиях, поэтому могут происходить переходы из метастабильных состояний в основное. Они сопровождаются испусканием или π -мезонов, или пар мюон — нейтрино, или пар электрон — нейтрино. Обсуждение этих переходов выходит за рамки данной статьи. Кроме того, они так редки по сравнению со всеми другими ядерными или электромагнитными процессами при сравнимых передачах энергии, что пренебрежение ими не меняет ситуации. Резерфорд обычно говорил, что β -распад (единственный известный в его время процесс, обусловленный слабым взаимодействием) так редок, что с точки зрения ядра он вообще не происходит. Тем не менее существование таких медленных распадов метастабильных состояний нуклона важно для наблюдения и идентификации этих состояний.

Есть, однако, способ заставить нуклон перейти в метастабильное возбужденное состояние с отличной от нуля странностью. Это — рассеяние кванта поля, процесс очень похожий на неупругое рассеяние. Вернемся назад к нашему гипотетическому примеру атома водорода и кванта света с массой покоя, равной 11 эв . В этом случае при поглощении кванта мы не смогли бы получить возбужденное $2P$ -состояние, но оно получится при рассеянии кванта $h\nu$, если энергия рассеянного кванта света $h\nu'$ меньше энергии падающего кванта как раз на величину, необходимую для возбуждения этого состояния. Так как спин $2P$ -состояния отличается от спина основного состояния на единицу, то эта разница должна быть компенсирована изменением направления спина кванта света:

$$h\vec{\nu} + H = H^* + h\vec{\nu}'.$$

Изменение направления стрелки над $h\nu$ в этом уравнении указывает на изменение направления спина. Рассмотрим теперь процесс рассеяния мезона:

$$\pi + N = \Lambda + K,$$

при котором пион рассеивается на нуклоне N . При этом изменяется не только его энергия, компенсируя разность энергий Λ и N , но меняется и странность, так как пион превращается в каон. Таким образом, мы видим, что связанное рождение Λ и K находится в полной аналогии с оптическим возбуждением при неупругих процессах, известным под названием раман-эффекта *). Теперь мы подошли ко второй группе явлений, которые также можно рассматривать как следствие сильной связи ядерных полей. До сих пор мы обсуждали возбужденные состояния бариона, интерпретируя их как различные состояния ядерного поля, окружающего источник.

*) Имея в виду нынешнее поколение молодых физиков, работающих в области физики элементарных частиц, имело бы смысл поменять местами аргументы и объяснить раман-эффект как процесс, аналогичный связанному рождению.

Рассмотрим теперь поле в отсутствие источника и его существование в свободном пространстве, примером чему могут служить кванты света.

Прежде всего обсудим случай электромагнитного поля и перечислим те состояния, которые возможны в вакууме при отсутствии источников поля. Начнем с абсолютно пустого пространства как наимизшего состояния. Следующим, более высоким состоянием было бы состояние с одним или более квантами света. Однако кроме этого есть состояния другого сорта:

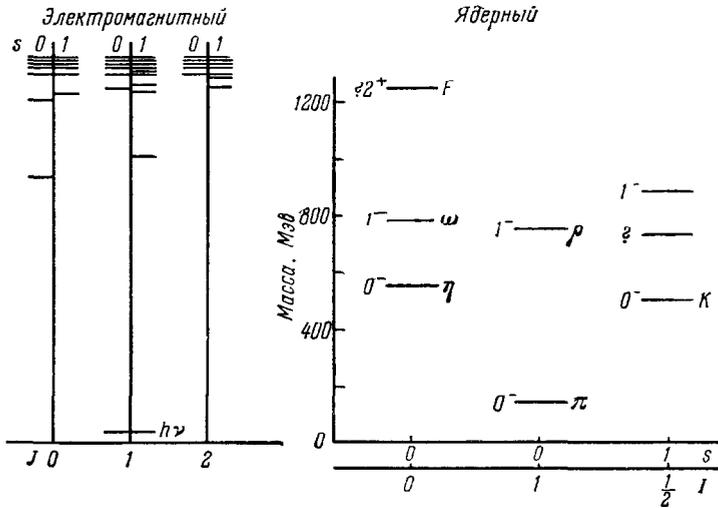


Рис. 3. Спектры бозона.

Электромагнитный спектр слева содержит только один световой квант и позитроний. Состояния, соответствующие двум или более квантам света или позитрониям, опущены. Спектр позитрония несколько раздвинут для большей ясности; буква s обозначает спин позитрония (0 или 1 в синглетном или триплетном состояниях соответственно). Ядерный бозонный спектр указывает экспериментально наблюдаемые массы квантов, открытых до настоящего времени. Символ слева от уровня означает обычный спин и четность, символ справа — название бозона.

два кванта света могли бы родить позитроний, а поэтому мы должны рассматривать позитроний как одно из состояний вакуума *), хотя оно и будет при этом нестабильным. Остановимся несколько подробнее на позитронии. Это — система, образованная положительно и отрицательно заряженными электронами. Когда эти частицы находятся на очень близком расстоянии друг от друга (в пределах радиуса аннигиляции), они могут аннигилировать в виртуальные кванты. Следовательно, позитроний не представляет собой исключительным образом лишь систему частицы и ее античастицы. На короткое время он может превращаться виртуально в поле без источников. Напишем поэтому:

$$\text{позитроний} = a \times (e^+ + e^-) + b \times (\text{поле}). \tag{1}$$

Здесь $b \ll a$, так как радиус аннигиляции очень мал по сравнению с боровским радиусом. Состояния электромагнитного вакуума, полевые образования в отсутствие источников могут быть изображены в виде спектра, представленного на рис. 3. Высоты уровней указывают энергии этих уровней в системе покоя (в целях ясности рисунка их значения не приводятся количественно верными). Квант света находится на уровне с энер-

*) Обе составные частицы позитрония являются источниками поля, так что утверждение о том, что мы рассматриваем поля в отсутствие источников, строго говоря, уже неверно. Однако полное число частиц все еще равно нулю, так как при суммировании античастицы должны учитываться с обратным знаком.

гией покоя, равной нулю, и спином, равным единице, при более высокой энергии находятся связанные состояния позитрония, расположенные соответственно значениям их спинов. Этот спектр не полон, имеются еще состояния из двух или более квантов света, двух или более позитрониев и т. д.

Рассмотрим теперь аналогичную ситуацию в случае ядерного поля без источников. Начнем снова с пустого пространства, далее мы должны поместить кванты поля, пионы и каоны, затем мы должны перечислить аналоги позитрония: системы, состоящие из нуклонов и антинуклонов, которые можно назвать «нуклонии». Мы получим соотношение, подобное (1), однако в этом случае вследствие сильной связи величина b будет уже порядка a ($b \sim a$), так как радиус аннигиляции здесь того же порядка, что и размер системы. Следовательно, нуклоний является в большой доле случаев «чистым» полем. Это означает, что более уже нельзя с той же определенностью, как это мы могли делать в случае слабой связи, идентифицировать состояния поля без источников однозначно как нуклоний или как состояние квантов поля. Каждое состояние поля без источников является смесью состояний квантов поля и нуклония или даже нескольких нуклониев: смесью состояний различного сорта, у которых общим является лишь набор значений всех их квантовых чисел. Поэтому мы не имеем оснований ожидать, что спектр будет так же четко разделен на отдельные группы, как в случае электромагнитного поля.

На рис. 3 указаны бозонные образования ядерного поля, известные из эксперимента на сегодняшний день. Большинство из них обладают очень коротким временем жизни: они распадаются на более простые ядерные кванты, что находится в полной аналогии с электромагнитным случаем. Так ω -мезон распадается на три пиона, ρ -мезон — на два, аналогично тому, что некоторые позитронные состояния распадаются с испусканием трех квантов света, а другие — с испусканием двух квантов. Но вследствие сильной связи время жизни возбужденных состояний нуклона относительно меньше. Помимо такой нестабильности имеет место и нестабильность по отношению к распадам, вызванным слабыми взаимодействиями, даже у ядерных квантов с наименьшими массами: λ - и K -мезон распадаются на более легкие частицы. Распад, обусловленный слабыми взаимодействиями, идет намного медленнее, он вообще не будет рассматриваться нами, как мы, в частности, и поступили уже с распадами нестабильных состояний бариона.

Возможно, будет уместным заметить, что можно навести порядок в бозонных состояниях, рассматривая их находящимися в их «нуклониевых» фазах. Как указывалось выше, каждое из этих состояний проводит часть своего времени в нуклониевом состоянии. Именно в этой фазе классификация по квантовым числам особенно проста. Можно было бы ожидать появления нижеследующих групп состояний (см. табл. III). Прежде всего следуют те состояния, в которых барион и его античастица находятся в s -состоянии по отношению друг к другу ($L = 0$).

Как изотопический, так и обычный спины могут быть при этом параллельны или антипараллельны, если рассматриваются пары из нуклонов и антинуклонов со странностью, равной нулю. Если же одна из частиц есть Λ или $\bar{\Lambda}$ — в этом случае система обладает странностью, равной -1 или 1 , — тогда возможна только одна комбинация изотопических спинов ($I = 1/2$), так как изотопический спин Λ -частицы равен нулю. Следовательно, можно ожидать наличия четырех состояний с нулевой странностью соответственно четырем комбинациям спина 0 или 1 с изоспином 0 или 1 . Эти состояния должны быть нечетными, так как системы из частицы и античастицы имеют отрицательную внутреннюю четность. В случае странности, равной единице, можно ожидать появления двух

состояний, имеющих спины 0 и 1, так как изотопический спин фиксирован и равен 1/2. Замечательным является тот факт, что известные в настоящий момент бозонные системы превосходно укладываются в рамки этой схемы. Наивысшее состояние (*F*-мезон) может быть интерпретировано как четное (*L* = 1) состояние нуклон-антинуклонной системы с антипараллельными изотопическими спинами и параллельными обычными спинами.

Т а б л и ц а III
Квантовые числа бозонов в *N*- \bar{N} -фазе

Пары спинов	
<i>I</i> -спин	<i>s</i> -спин
$S=0$ $\left\{ \begin{array}{l} \uparrow\uparrow \\ \uparrow\uparrow \\ \downarrow\uparrow \\ \downarrow\downarrow \\ \uparrow\downarrow \end{array} \right.$	$\left. \begin{array}{l} \uparrow\downarrow \rightarrow \pi \\ \uparrow\uparrow \rightarrow \rho \\ \uparrow\downarrow \rightarrow \eta \\ \uparrow\uparrow \rightarrow \omega \\ \uparrow\uparrow \rightarrow F(J=2) \text{—орбитальный } L=1 \end{array} \right\}$ орбитальный <i>L</i> =0
$S=1$ $\left\{ \begin{array}{l} \uparrow 0 \\ \uparrow 0 \end{array} \right.$ (<i>N</i> - $\bar{\Lambda}$)	$\left. \begin{array}{l} \uparrow\downarrow \rightarrow K \\ \uparrow\uparrow \rightarrow K^* \end{array} \right\}$ орбитальный <i>L</i> =0

Третий вид спектроскопии, изучение квантовых состояний ядерного поля, имеет дело с двумя типами спектров: один относится к полевым образованиям вокруг источника ядерного поля (барионный спектр), другой включает в себя состояния вакуума без источников поля (бозонный спектр). Не существует теории, с помощью которой можно было бы предсказать энергии и квантовые числа уровней. Грубо говоря, мы находимся в том же положении, в котором была атомная физика в 1910 г.: квантовые состояния определены, переходы наблюдаются, однако отсутствует какое бы то ни было понимание внутренней структуры. Найдены также указания на некоторые регулярности в значениях энергии, аналогичные формуле Бальмера для водорода, хотя и значительно менее исчерпывающие. В частности, найдены следующие соотношения между энергиями некоторых возбужденных состояний:

$$\frac{1}{2} (m_N + m_\Sigma) = \frac{1}{4} (3m_\Lambda + m_\Xi), \quad \frac{1}{2} (m_k^2 + m_{\bar{k}}^2) = \frac{1}{4} (3m_{\bar{q}}^2 + m_\pi^2). \quad (2)$$

Существуют некоторые рудиментарные идеи объяснения этих соотношений на основе некоего теоретико-группового рассмотрения определенных инвариантных свойств рассматриваемых взаимодействий *) (так называемый «восьмеричный путь»)^{7, 10, 11, 12}. Однако эти идеи, даже если они и верны, очень далеки от полного теоретического понимания сложившейся ситуации.

Мы знаем еще очень мало о структуре тех систем, спектр которых мы начинаем расшифровывать. Нам известны лишь качественно размеры и зарядовое распределение, аналогично тому, как это было с атомами в 1910 г. Из экспериментов по рассеянию электронов на нуклонах, кажется, выясняется, что радиус нуклона порядка одного ферми. В 1910 г.

*) В последнее время в этой области был достигнут существенный прогресс. См. по этому вопросу, например, обзорную статью Я. А. Смородинского, УФН, 84 (1), 3 (1964). (Прим. перев.)

Резерфорд поставил опыты по рассеянию частиц высокой энергии, чтобы узнать подробнее структуру атомов, и он обнаружил в центре атома твердую сердцевину — атомное ядро. Подобные опыты по рассеянию нуклонов проводятся теперь, чтобы проникнуть в структуру нуклона. pp -рассеяние при высокой энергии должно было бы снабдить нас некоторой информацией о наличии или отсутствии твердого ядра внутри нуклона. Если бы такое ядро существовало, оно проявилось бы в угловом распределении рассеянных частиц при очень высокой энергии в виде дифракционного пика, форма которого была бы примерно сходна с нарисованной на рис. 4.

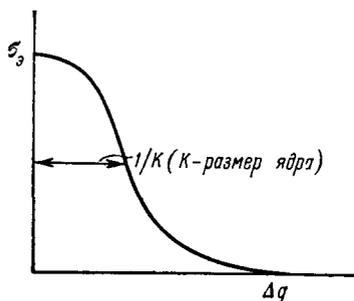


Рис. 4. Эксперимент Резерфорда для нуклона: pp -рассеяние.

Если в нуклоне имеется твердое ядро, то поперечное сечение упругого рассеяния при высоких энергиях ведет себя как $\sigma_9 \sim \exp\{-k^2(\Delta q)^2\}$, где Δq — передаваемый импульс. Эксперимент дает $\sigma_9 \sim \exp\{-c \ln^2 \Delta q\}$, $\sigma_{total} = \text{const}$.

Редже в амплитуде рассеяния. Ряд физиков-теоретиков^{1-3, 6, 8, 9} сумели предсказать до проведения эксперимента сужение дифракционного пика, пропорциональное $(\ln E)^{-1}$, что находится в грубом согласии с проведенными измерениями. Взятый вместе с постоянством сечения этот факт, кажется, указывает на то, что нуклон становится больше и рыхлее для частиц более высокой энергии. Этот результат обратен тому, что было найдено Резерфордом в атомах. Однако никаких определенных заключений из этих результатов пока не следует делать, так как хотя недавние, более точные измерения в Брукхейвене⁵ и подтвердили результаты по pp -рассеянию, но в них не было обнаружено какого-либо изменения ширины дифракционного пика, когда на протонах рассеивались пионы. Так как полное сечение lp -рассеяния падает в исследованной области энергий (между 7 и 17 Гэв), этот факт все еще мог бы указывать на рост проницаемости нуклона с ростом энергии.

Теперь подведем итог вышесказанному о ситуации в физике элементарных частиц. По мере прогресса физики мы имели дело с различными видами явлений. Можно перечислить шесть таких видов:

- 1) гравитационные явления,
- 2) плазменные явления,
- 3) атомные явления,
- 4) ядерные явления,
- 5) мезонные явления,
- 6) лептонные явления.

Гравитационные явления проявляются при описании систем из многих звезд, таких, как солнечные системы, созвездия, галактики и т. д. Эти системы образованы объектами с большими массами, основным взаимодействием между которыми является гравитационное.

Плазменные явления встречаются при изучении сильно разреженных газов. Эти газы состоят из ионизованных атомов и электронов, которые взаимодействуют в основном с помощью электромагнитных сил и энергии которых так велики, что квантовыми эффектами можно пренебречь.

Атомные явления наблюдаемы при работе с обычным веществом на Земле. Строение любого вещества определяется квантовомеханическими эффектами в электромагнитных силах, действующих между ядрами и электронами.

Ядерные явления встречаются при изучении того материала, из которого сделаны ядра атомов. Его структура определяется нуклонами, взаимодействующими через посредство ядерных и электрических сил.

Мезонными явлениями называются те явления, которые мы обсуждали в этой статье. Они относятся к веществу, из которого состоят сами нуклоны и нуклонное поле в его различных бозонных проявлениях. Мы выбрали метод описания соответствующих явлений в терминах квантовых состояний ядерного поля. Этот метод описания является консервативным методом, стремящимся использовать концепции, хорошо известные нам из электромагнитного и гравитационного полей. Это как раз такое описание явлений, которое наиболее тесно соответствует тому, что теоретики называют «теорией поля». К сожалению, еще не существует сколько-нибудь удовлетворительной квантовой теории поля, связанного с фермионными источниками, не говоря уже о теории сильно связанных полей. В настоящий момент все теории перегружены трудностями, которые возникают или из проблем строения источника (расходимости, проблемы перенормировки), или из математических проблем сильной связи. Следовательно, мы до сих пор не можем решить, будут ли в действительности явления, описанные здесь, такие, как третья спектроскопия и сужение дифракционного пика при pp -рассеянии, воспроизведены с помощью подходящей теории ядерного поля, рассматривающей нуклоны в качестве источников. Вполне могло бы оказаться, что описание мезонного вещества посредством ядерных полей, связанных с барионами, не является адекватным.

Шестой вид оставлен для явлений, которых мы лишь слегка коснулись в этой статье. Это — мир лептонов и слабых взаимодействий. Сейчас мы знаем о существовании четырех типов лептонов: обычные электроны, тяжелые электроны (мюоны) и два типа нейтрино. Они взаимодействуют только лишь через посредство электромагнитных сил и таинственных слабых взаимодействий. Мы решили назвать эти явления проявлением лептонного вещества. Должны ли эти четыре типа лептонов также рассматриваться как возбужденные состояния некоторого поля? Мы знаем, что на очень малых расстояниях электромагнитное поле также становится сильным. Если бы нам было разрешено применять концепции теории поля к слабым взаимодействиям и предположить, что они передаются неким промежуточным бозоном с большой массой, то можно было бы думать, что на определенном малом расстоянии (или при высоких энергиях) слабые взаимодействия также стали бы сильными. Затем можно было бы применить к лептонным источникам поля слабого взаимодействия ту же самую точку зрения, которую мы уже применяли к ядерным полям, и рассмотреть разные лептоны как возбужденные полевые состояния некоего нового поля, которое и являлось бы полем слабых взаимодействий. Далее мы смогли бы найти некоторую аналогию в структуре лептонного вещества и мезонного вещества, аналогию, которая возможно слишком проста и осторожна, чтобы осуществляться в природе. Лишь последующие эксперименты помогут дальнейшему выяснению этих проблем. При этом очевидно, что необходимо будет перейти к более высоким энергиям, нежели

доступные в настоящий момент, чтобы найти явления, которые имеют отношение к приведенным выше аргументам. С помощью наших современных ускорителей, на которых достигнута энергии порядка нескольких единиц на 10^{10} эв, можно было начать проникновение в структуру нуклонов. Естественно ожидать, что структура лептонов может быть раскрыта лишь при значительно более высоких энергиях и, в частности, на установках, которые позволят получить интенсивные пучки высокоэнергичных нейтрино и мюонов.

На сегодняшний день у нас имеются достаточно хорошие теории для понимания основных явлений в первых четырех видах вещества, хотя еще не решен ряд фундаментальных проблем в теории гравитации, таких, как проблема расширяющейся вселенной. Явления же, связанные с мезонным и лептонным веществами, потребуют создания квантовой теории нового типа, возможно, даже введения совершенно новых концепций. Понимание, полученное в результате решения этих проблем, наверняка приведет к более глубокому знанию строения вещества. Это могло бы даже привести к образованию некоторых фундаментальных связующих звеньев между различными «полями», которые сегодня рассматриваются как несвязанные; гравитация, электричество и мир ядерных сил в конечном счете могли бы быть соединены воедино принципом, который связал бы мир очень больших размеров со структурой элементарных частиц. Эта возвышенная цель, возможно, еще очень далека, но независимо от этого очевидно, что новые открытия в исследованиях при высоких энергиях открывают все новые и новые перспективы в нашем понимании строения материи.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. R. Blankenbeller, M. L. Goldberger, Phys. Rev. **126**, 766 (1962).
2. G. F. Chew, S. C. Frautschi, Phys. Rev. Letts. **7**, 394 (1961).
3. G. F. Chew, S. C. Frautschi, S. Mandelstam, Phys. Rev. **126**, 1202 (1962).
4. A. N. Diddens, E. Lillethun, G. Manning, A. E. Taylor, T. G. Walker, A. M. Wetherell, Phys. Rev. Letts. **9**, 108 (1962).
5. K. J. Foley, S. J. Lindenbaum, W. A. Love, S. Ozaki, J. J. Rus-sel, L. C. L. Yuan, Phys. Rev. Letts. **11**, 503 (1963).
6. S. C. Frautschi, M. Gell-Mann, F. Zachariasen, Phys. Rev. **126**, 2204 (1962).
7. M. Gell-Mann, Phys. Rev. **125**, 1067 (1962).
8. В. Н. Грибов, ЖЭТФ **41**, 667, 1962 (1961).
9. G. Lovelace, Nuovo cimento **26**, 415 (1962).
10. Ne'eman, Nucl. Phys. **26**, 222 (1961). (См. перевод в сборнике «Элементарные частицы и компенсирующие поля», М., Мир, 1964.)
11. S. Okubo, Progr. Theor. Phys. **25**, 949 (1962a).
12. S. Okubo, Progr. Theor. Phys. **28**, 24 (1962b).