

Место исследований элементарных частиц в развитии современной физики *

Поиск элементарных частиц столь же стар, сколь стара сама наука. Эта область всегда была наиболее передовой частью физики, стремившейся к познанию фундаментальных составных частей материи. С развитием физики исследования элементарных частиц переходили от химии к атомной физике и затем к ядерной физике. Около десяти лет назад они отделились от ядерной физики и образовали новую самостоятельную область, которая больше не касалась строения атомных ядер, а охватывала вопросы строения составных частей ядра — протонов и нейтронов, а также электронов и подобных частиц. Эту область часто называют физикой высоких энергий, поскольку для большинства экспериментов здесь требуются пучки частиц с предельно высокой энергией.

Цель настоящей статьи — с птичьего полета посмотреть на те новшества, которые вытекают из последних исследований в области элементарных частиц, и показать, как они укладываются в рамки физики нашего века.

Обычно считается, что физики, работающие в области высоких энергий, открывают одну новую частицу за другой; говорят, что сейчас число «элементарных» частиц составляет более 40. Тоскуют о тех днях, двадцатипятилетней давности, когда материя состояла из протонов, нейтронов и электронов (с редким появлением нейтрино) и когда можно было объяснить все: от астрономии до физики и химии или даже биологии — на основе этих нескольких элементарных частиц и сил, действующих между ними. Я утверждаю, что взгляд, согласно которому существует большое число так называемых частиц, основан на недоразумении, возникшем вследствие следующих трех причин:

1. Каждая античастица данной частицы называется новой частицей. Так, если бы, захотев удвоить число видов животных, называли зеркальное отражение каждого вида новым видом.

2. Каждое возбужденное состояние называется новой частицей. Если этот обычай распространить на атомы, то число различных атомов составило бы сейчас десятки тысяч.

3. Световые кванты тоже называются частицами, что, может быть, является делом вкуса. (В этой статье световые кванты будут называться квантами электромагнитного поля, и любой другой объект, обладающий статистикой Бозе, мы будем считать скорее квантом поля, чем частицей. Последнее название мы сохраним за теми объектами, которые не могут быть испущены и поглощены в единственном числе.)

* V. F. Weisskopf. Physics Today, 16, No. 6, 26 (1963).

Мы намереваемся представить здесь простую точку зрения, которая во многих отношениях отражает взгляды современной теории поля, единственной известной нам теории, формулирующей физику частиц и их взаимодействий. Эта точка зрения не сильно отличается от взглядов, существовавших 25 лет назад. Существуют две элементарные частицы: барион и лептон. Однако являются они в различных состояниях. Рассмотрим сначала ситуацию, имевшую место до открытий странных частиц. Барион был известен тогда в двух состояниях — как протон и нейтрон; лептон — как электрон, нейтрино и μ -мезон.

Так же как электрон существует в двух состояниях с противоположными направлениями спина, барион существует (помимо спиновых состояний, которые также проявляются) в двух состояниях как протон и нейтрон. Эти состояния обычно считаются двумя состояниями по изотопическому спину, в которых компонента I_3 изотопического спина равна $+\frac{1}{2}$ или $-\frac{1}{2}$.

Между двумя типами элементарных частиц действуют силы взаимодействия. Частицы взаимодействуют друг с другом посредством полей. Сегодня мы знаем четыре различных типа полей (см. таблицу). Каждое поле вызывается источником, но оно также может распространяться независимо от источника, будучи им излучено; такое излучение происходит тогда, когда источнику сообщается ускорение. Поле затем распространяется в виде квантов поля. Кванты поля обладают характерными свойствами: иногда они несут угловой момент, иногда обладают зарядом или другими качествами, а иногда имеют массу покоя, отличную от нуля. В последнем случае ускорение должно быть достаточно сильным, чтобы обеспечить по крайней мере соответствующую массе покоя кванта энергию.

Источником гравитации является масса; кванты поля тяжести, гравитоны, должны иметь спин 2, однако до настоящего времени квантовые эффекты не наблюдались. Источником электромагнитного поля является заряд; его кванты несут угловой момент, равный единице. Ядерное поле, по-видимому, должно быть несколько более сложным. Любой барион является источником этого поля, и кванты излучаются, когда источник сильно ускоряется в результате соударения или каким-либо другим способом, аналогично тому как излучаются световые кванты. Ядерные кванты проще световых в одном отношении: они не несут углового момента. В отличие от гравитонов и световых квантов они обладают массой, что, согласно Юкаве, является следствием короткодействия ядерных полей. По-видимому, существует два типа ядерных квантов: π - и K -мезоны (мы будем часто их называть пионами и каонами). Оба эти кванта несут заряд, который обычно выражается с помощью изотопического спина: пион несет одну

Различные типы полей

Тип поля	Источник	Квант	Угловой момент J	Заряд q	Изотопический спин I	Обыкновенный спин s	Масса m
Гравитационное	Масса	Гравитон	2	0	—	—	0
Электромагнитное	Заряд	Фотон	1	0	—	—	0
Ядерное	Барион	Пион	0	→	1	0	m_π
	Барион	Каон	0	→	1/2	1	
Слабое	Барион	Промежуточный бозон	1	1	—	—	m_K
	Лептон						

единицу, а каон половину единицы этого спина. Каон обладает еще одним качеством, которое называется странностью. Оно может быть выражено с помощью квантового числа S , которое равно единице (положительной или отрицательной) для каонов и нулю для пионов. Позднее мы вернемся к этому очень важному свойству.

Слабые взаимодействия слишком мало изучены в настоящее время, чтобы можно было дать их исчерпывающее описание. Достаточно сказать здесь, что эти взаимодействия, вероятно, также можно выразить в терминах поля, источники которого находятся как в барионах, так и лептонах, и что можно предположить существование бозона, который был бы квантом их поля. Он обладал бы большей массой вследствие малого радиуса взаимодействия. Его масса должна была бы быть больше массы каона, поскольку в противном случае K -мезон распадался бы с испусканием этого бозона. Он имел бы одну единицу заряда и углового момента,* поскольку эти величины передаются при β -распаде.

Аналогия между электромагнитным и ядерным полями иллюстрируется рассеянием квантов поля частицами. Когда световые кванты рассеиваются электронами, то иногда спин электрона переворачивается:

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

Световой квант может унести разницу в спине, изменив направление своего собственного спина. Аналогичный процесс проявляется в ядерном поле как обмен изотопическим спином (зарядом):

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

здесь заряженный пион рассеивается и передает свой заряд нуклону.

Существует, однако, важное различие между двумя полями. Электромагнитное поле (подобно гравитационному полю и полю слабых взаимодействий) слабо связано со своим источником, тогда как ядерное поле связано сильно. Простым качественным определением силы связи было бы следующее: когда источник поля внезапно удаляется в результате сообщения ему очень большого импульса, поле само по себе остается позади и рассеивается в пространстве в виде излучения. Если число квантов в этом рассеивающем поле много меньше единицы, то связь слабая; если оно больше единицы, то связь сильная. Строго говоря, это число зависит от импульса P , сообщенного источнику; число квантов равно $\sim [e^2/\hbar c] [\log(P/m)]$ в случае электромагнитного поля, а эта величина мала при всех обычно встречающихся значениях импульса. Однако для ядерных

полей соответствующее число уже больше единицы, когда P порядка нескольких 10^{10} эв/с. Такая сильная связь приводит к очень интересным последствиям, к которым мы перейдем несколько позже.

Поля передают силы взаимодействия между частицами, являющимися их источниками. Если силы являются силами притяжения, то две или больше частиц образуют связанные системы. Эти системы проявляют характерные квантовые свойства, такие, как квантовые состояния, основные и возбужденные. Между этими состояниями существуют переходы, сопровождающиеся излучением и поглощением квантов поля. Атомы и молекулы являются примерами таких систем, взаимодействующих посредством электромагнитных полей. Ядра представляют системы нуклонов, взаимодействующих посредством ядерных полей. Квантовые системы (при двух или более частицах, взаимодействующих посредством полей) можно представить следующим образом:

Поля	Системы
Электромагнитное	{ Атомы
	{ Молекулы
	{ Кристаллы
Ядерное	{ Ядра
	{ Ядерное вещество.

В систематике возбужденных состояний, называемой спектроскопией, перечисляются возбужденные состояния, их квантовые числа, четности, вероятности переходов и т. д. Сейчас мы знаем два типа спектроскопии: атомно-молекулярную и ядерную.

Теперь мы подходим к первому характерному свойству сильной связи в ядерных полях. Сравним одиночный источник в случае слабой электромагнитной связи (электрон) с одиночным источником в случае сильной ядерной связи (нуклон). В первом случае поле имеет простую структуру — кулоновское поле. Во втором случае структура ядерного поля не только более сложна, но и само поле может существовать в различных «формациях». Существует несколько различных «состояний поля», которые может вызвать ядерный источник, тогда как в электромагнитном случае источник может создать лишь одно поле — обыкновенное кулоновское поле.

В качестве первого примера мы упомянем о хорошо известном возбужденном состоянии нуклона $N^{3/2}_{3/2}$ с изотопическим спином и спином $3/2$; это состояние

Может быть создано в результате сообщения обычному нуклону необходимой энергии. Существует переход из этого состояния в основное состояние $N^{1/2, 1/2}$ нуклона, сопровождающийся излучением кванта поля — π -мезона. Это возбужденное состояние не должно рассматриваться как система нуклон — мезон, в которой пион вращается по орбите вокруг нуклона. Пион не связан в этом случае, он излучается при переходе в основное состояние. Нуклон окружен пионным полем, которое имеет различную структуру в возбужденном и основном состояниях. Обычно используемая терминология о нуклоне, окруженном виртуальными мезонами, выражает как раз это. (См. рис. 1, на котором структуры поля должны рассматриваться как символические. Эти структуры неизвестны, а если бы и были известны, их нельзя представить в виде рисунка.)

Состояние поля
Основное состояние Возбужденное поле

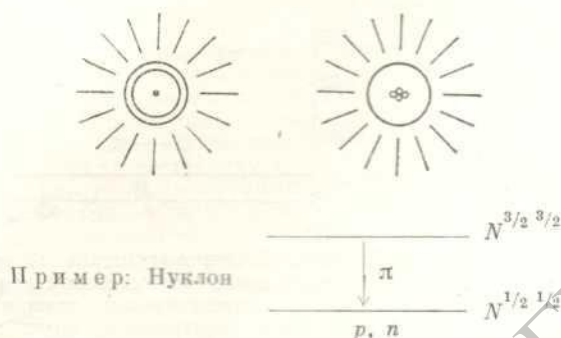


Рис. 1. Символическое представление двух различных состояний поля одиночного бариона.

Существуют еще более возбужденные состояния ядерного поля. Они характеризуются энергией и квантовыми числами, такими, как изотопический спин I , обыкновенный спин J , четность и странность S . Последнее квантовое число, принимающее значения 0, 1, 2, неизвестно в атомной и ядерной спектроскопии. Оно появляется здесь, поскольку предполагается, что кванты поля — каоны — несут одну единицу странности, или, как говорят, «гиперзаряда».

На рис. 2 показан спектр состояний поля нуклона. По оси абсцисс отложены значения странности, по оси ординат — энергия. Большинство уровней являются мультиплетами. Существуют $(2I+1)$ -состояния с различными зарядами в пределах одного мультиплета.

Здесь мы сталкиваемся с третьим видом спектроскопии. В отличие от атомной и ядерной спектроскопии мы назовем ее «мезонной» спектроскопией. В соответствии с размерами системы атомная спектроскопия имеет дело с разностями энергии порядка электрон-вольт, ядерная спектроскопия — с миллионами электрон-вольт, мезонная — с сотнями миллионов электрон-вольт. Существует целый ряд характерных различий между новой и прежними спектроскопиями. Одно из них вытекает из факта конечной массы покоя квантов ядерного поля, которая приводит к специальному типу метастабильных состояний. Например, из состояний, обозначенных Λ и Ξ (и заряженных компонент состояний Σ), не могут осуществляться переходы в основное состояние нуклона (протона или нейтрона), поскольку

кванты поля, которые должны излучаться, уносят разницу в странности и изотопическом спине, имеют массу, большую, чем энергия возбуждения. Вот почему состояния, отмеченные Λ , Ξ и Σ , рассматриваются сами по себе как «странные» частицы. Однако мы наблюдаем переходы с излучением π -мезонов между уровнями с одинаковой странностью, поскольку в большинстве случаев разность энергии этих уровней больше массы пиона. Переходы между уровнями с различной странностью происходят лишь в тех случаях, когда разность энергии больше, чем масса каона (см. рис. 4). Эта ситуация аналогична той, которая была бы в случае атома водорода, если допустить, что квант света

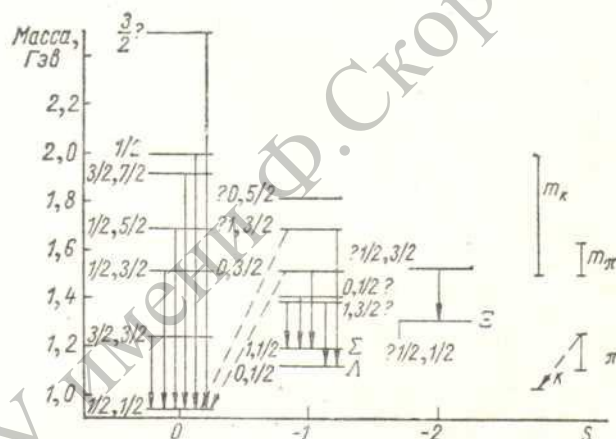


Рис. 2. Спектр барионов. Схема содержит квантовые состояния бариона, известные в настоящее время. Первая цифра рядом с обозначением уровня даст изотопический спин, вторая — обыкновенный спин. Вертикальные стрелки соответствуют переходам с испусканием π -мезонов и косые — переходам с испусканием K -мезонов.

имеет массу покоя, равную 11 эв, т. е. немного больше энергии первого возбужденного состояния. Тогда состояние $2P$ было бы метастабильным состоянием аналогичного типа, и радиационный переход из этого состояния в основное был бы невозможен.

Другое различие заключается в ширине состояний. Те квантовые состояния, из которых возможны радиационные переходы в нижние состояния (т. е. переходы с испусканием π - или K -мезонов), имеют относительно большую «естественную» ширину, меньшую, чем разница в энергии, но ненамного. Это является следствием сильной связи; слабая связь приводит к очень узким естественным ширинам, характерным для атомов и ядер.

Метастабильные состояния не являются полностью стабильными вследствие существования слабых взаимодействий. В этих взаимодействиях не сохраняется странность и, следовательно, возможны переходы из метастабильных состояний в основное. Эти переходы сопровождаются испусканием либо π -мезонов, либо пар мюон — нейтрино или электрон — нейтрино. Обсуждение этих переходов выходит за рамки настоящей статьи. Кроме того, эти переходы столь медленны по сравнению с любыми другими ядерными или электромагнитными процессами со сравнимым обменом энергии, что пренебрежение ими никак не меняет ситуацию. Резерфорд обычно говорил, что β -распад (из-

вестный в его время процесс, в котором играет роль слабое взаимодействие) протекает настолько медленно, что с точки зрения ядра его вовсе не существует. Тем не менее существование этих медленных распадов метастабильных состояний нуклона существенно для их наблюдения и идентификации.

Однако существует путь перехода нуклона из одного метастабильного состояния в другое с различной странностью. Такой переход возможен в результате рассеяния кванта поля, т. е. в результате процесса, подобного неупругому рассеянию. Вернемся к нашему гипотетическому примеру с атомом водорода и световым квантом, имеющим массу покоя 11 эв. В этом случае было бы невозможно возбудить 2P-состояние в результате поглощения кванта. Однако его можно было бы возбудить при рассеянии кванта $h\nu$, если рассеянный квант света $h\nu'$ обладал бы энергией, меньшей на величину, необходимую для возбуждения. Поскольку состояние 2P отличается от основного по спину на единицу, эта разница должна обеспечиваться изменением направления спина светового кванта:

$$[h\nu]\downarrow + H = H^* + [h\nu']\uparrow.$$

В этом уравнении изменение направления стрелки должно указывать изменение направления спина. Рассмотрим теперь следующий процесс рассеяния мезона:

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

в котором пион рассеивается нуклоном N . Он не только изменяет свою энергию, чтобы обеспечить разницу в энергии между Λ и N , но также меняет свою странность, превращаясь в каон. Таким образом, мы видим, что связанное рождение Λ и K полностью аналогично оптическому возбуждению при неупругом рассеянии света, т. е. процессу, известному как Раман-эффект.

Теперь мы перейдем ко второй группе явлений, которые также могут быть отнесены к следствиям сильной связи в ядерных полях. До сих пор мы обсуждали возбужденные состояния бариона и рассматривали их как различные формации ядерного поля, окружающего источник. Посмотрим теперь на поле без источника и на его существование в свободном пространстве, пример чему дают световые кванты.

Сначала мы обсудим случай электромагнитного поля и рассмотрим состояния, возможные в вакууме в отсутствие источников. Мы начнем с полностью пустого пространства, как самого низкого состояния. Следующим, более высоким состоянием было бы присутствие одного или больше световых квантов. Но здесь существуют также и другие типы состояний: два световых кванта могут образовать позитроний, и поэтому мы должны рассмотреть также и позитроний как состояние вакуума, хотя и нестабильное*.

Взглянем более внимательно на позитроний. Мы имеем систему из положительного и отрицательного электронов. Когда эти две частицы приближаются друг к другу (на расстояние радиуса аннигиляции), они могут виртуально аннигилировать, превращаясь в чистое излучение. Следовательно, позитроний не является исключительно системой из частицы и античастицы. В течение короткого времени он виртуально

* Обе частицы в позитронии являются источниками поля, так что теперь, строго говоря, неверно предположение об отсутствии источников. Однако полное число частиц все еще равно нулю, поскольку античастицы следует считать отрицательными.

представляет собой чистое поле. Поэтому мы пишем:

$$\text{Позитроний} = a(e^+ + e^-) + b(\text{поле}). \quad (a)$$

Здесь $b \ll a$, поскольку радиус аннигиляции очень мал по сравнению с боровским радиусом. Состояния электромагнитного вакуума свободной от источников формации поля могут быть схематически представлены в виде спектра, как это показано на рис. 3. Высота уровней означает их энергию в покоящейся системе (рисунок не претендует на количественную точность). Световой квант обладает энергией покоя, равной нулю,

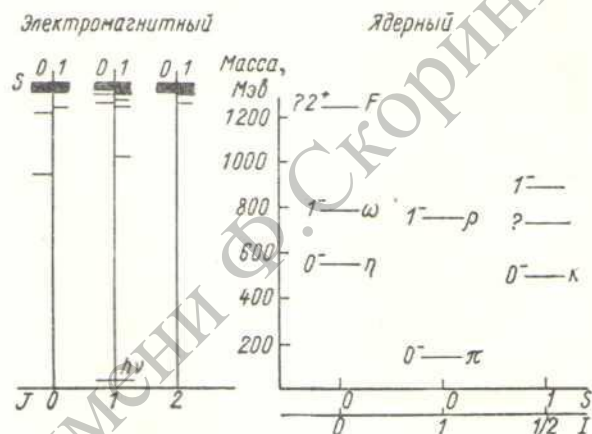


Рис. 3. Спектр бозонов. Электромагнитный спектр слева содержит лишь один одиночный световой квант и позитроний. Состояния, соответствующие двум или более световым квантам или позитрониям, опущены. Спектр позитрония увеличен для большей наглядности и ясности схемы; буквой S обозначен собственный спин позитрония (0 или 1 в синглетном или триплетном состояниях соответственно). Спектр ядерных бозонов представляет экспериментально наблюдавшиеся массы. Символ слева от уровня означает обыкновенный спин и четность, символ справа — название бозона.

и спином I ; при более высокой энергии мы находим связанные состояния позитрония, расположенные в соответствии со значениями спина. Схема не полна; существуют состояния из двух и более световых квантов, из двух и более позитрониев и т. д.

Рассмотрим теперь аналогичную ситуацию для ядерного поля без источников. Опять начнем с пустого пространства; затем мы должны найти кванты поля, пионы и каоны. Мы также должны перечислить аналоги позитрония: системы из нуклонов и антинуклонов, которые можно назвать «нуклеониями». Мы получим соотношение, подобное соотношению (a), но здесь вследствие сильной связи $a \approx b$, поскольку радиус аннигиляции порядка размеров системы. Следовательно, нуклеоний большей частью представляет собой поле. Это означает, что мы больше не можем с определенностью идентифицировать состояния поля, свободного от источников, как нуклеоний или чистые кванты поля, в отличие от рассмотренного выше случая слабой связи. Каждое состояние поля без источников представляет собой смесь чистых квантов поля и нуклеония и даже нескольких нуклеониев, т. е. смесь различных типов состояний, общим для которых являются лишь один и те же значения всех квантовых чисел. Поэтому

мы не ожидаем, что спектр может быть так же ясно разделен на идентифицируемые группы, как электромагнитный спектр.

На рис. 3 показаны бозонные формации ядерного поля, определенные экспериментально. Большинство из них имеет очень малое время жизни: они распадаются в более простые ядерные кванты в полной аналогии со случаем электромагнитного поля. Омега-мезон распадается на три пиона, ρ -мезон — на два; точно так же, как некоторые состояния позитрония распадаются на три световых кванта, а другие — на два. Время жизни в ядерном случае относительно коротко вследствие более сильной связи. В дополнение к этой нестабильности даже кванты ядерного поля, обладающие самой малой массой, нестабильны относительно процессов, протекающих с участием слабых взаимодействий. Мезоны π и K распадаются в более легкие образования. Эти распады протекают гораздо более медленно, и в данном нами представлении ими можно было бы пренебречь, как и в случае распада нестабильных состояний бариона.

Легко найти некоторый порядок в этих состояниях бозона, рассмотрев их в фазе нуклеония. Как отмечалось выше, каждое из этих состояний часть времени находится в виде нуклеония. В этой фазе классификация согласно квантовым числам особенно проста. Мы ожидали бы появления следующих групп состояний (рис. 4). Рассмотрим сначала состояния, в которых барион и его античастица находятся относительно друг друга в S -состояниях ($L=0$). Изотопические и обыкновенные спины могут быть параллельными или антипараллельными, если мы рассматриваем пары нуклонов и «антинуклонов со странностью 0». Если одной из частиц является Λ или $\bar{\Lambda}$ -система, т. е. имеет странность -1 или $+1$, то возможна лишь одна комбина-

Спин пары	
Изотопический спин	Обыкновенный спин
$S=0 \left\{ \begin{array}{l} \uparrow\uparrow \\ \uparrow\downarrow \\ \downarrow\uparrow \\ \downarrow\downarrow \end{array} \right.$	$\left. \begin{array}{l} \uparrow\downarrow \rightarrow \pi \\ \uparrow\uparrow \rightarrow \rho \\ \uparrow\downarrow \rightarrow \eta \\ \uparrow\uparrow \rightarrow \omega \\ \uparrow\uparrow \rightarrow F(J=2) \end{array} \right\} \begin{array}{l} L=0 \\ L=1 \end{array}$
$S=1 \left\{ \begin{array}{l} \uparrow 0 \\ (N-\bar{\Lambda}) \uparrow 0 \end{array} \right.$	$\left. \begin{array}{l} \uparrow\downarrow \rightarrow K^* \\ \uparrow\uparrow \rightarrow K^* \end{array} \right\} L=1$

Рис. 4. Квантовые числа бозонов в $(\bar{N}-N)$ -состоянии.

ция изотопического спина ($I=1/2$), поскольку Λ имеет изотопический спин 0. Следовательно, мы можем ожидать четыре состояния со странностью 0, соответствующие четырем комбинациям спина 0 или 1 с изотопическим спином 0 или 1. Четность этих состояний будет отрицательна, поскольку системы частица — античастица имеют внутреннюю отрицательную четность. Для странности 1 мы ожидаем два состояния, так как изотопический спин фиксирован и равен $1/2$, а обыкновенные спины имеют значения 0 и 1. Примечательно, что известный сейчас спектр бозонов превосходно укладывается в эту схему. Самое высокое состояние (F -мезон) может быть интерпретировано как состояние системы нуклон — антинуклон с антипараллельными изотопическими спинами и параллельными обыкновенными спинами ($L=1$, четное).

Третий вид спектроскопии — исследование квантовых состояний ядерного поля — включает два типа спектров: один соответствует формациям поля вокруг источников ядерного поля (спектр барионов), другой содержит состояния вакуума в отсутствие источников (спектр бозонов). Не существует теории, которая могла бы предсказать энергии и квантовые числа этих уровней. Мы находимся в положении, которое, грубо говоря, подобно ситуации, сложившейся в атомной физике в 1910 г.: квантовые состояния определяются, переходы наблюдаются, но не существует понимания структуры, лежащей в основе этих явлений. Найдены даже указания на некоторые регулярности в значениях энергии. Они аналогичны формуле Бальмера для спектра атома водорода, только гораздо менее понятны. Находят следующие соотношения между энергиями определенных состояний:

$$\frac{m_N + m_\Sigma}{2} = \frac{3m_\Lambda + m_\Xi}{4}$$

$$\frac{m_K^2 + m_{\bar{K}}^2}{2} = \frac{3m_\eta^2 + m_\pi^2}{4}$$

Существуют некоторые зачаточные идеи объяснения этих соотношений на основе рассмотрения методами теории групп определенных инвариантностей, присущих рассматриваемым взаимодействиям. Однако они, даже если они правильны, еще очень далеки от возможности дать теоретическое понимание ситуации.

Очень мало известно о структуре этих систем, несмотря на то что сейчас мы начинаем расшифровывать спектр. Так же как с атомами в 1910 г., мы имеем качественные знания о размере и распределении заряда. Радиус, по-видимому, должен быть порядка ферми, что следует из экспериментов по рассеянию электронов. В 1910 г. Резерфорд осуществил эксперименты по рассеянию быстрых частиц с целью получения большей информации о строении атома и нашел твердую сердцевину в центре — атомное ядро. Подобные эксперименты с рассеянием частиц осуществляются сегодня с целью исследования структуры нуклона. Рассеяние протонов с очень высокой энергией на протонах должно дать нам некоторую информацию о существовании или отсутствии твердой сердцевины внутри нуклона. Если такая сердцевина существует то угловая зависимость рассеяния при очень высокой энергии должна отразить это в виде дифракционного максимума, схематически представленного на рис. 5. Ширина этого пика является мерой величины сердцевины. Если измеряется ширина не углового распределения, а распределения передаваемых импульсов, то она пропорциональна обратной величине размера сердцевины. Отдаленное указание на существование сердцевины следует из того, что полное сечение нуклон-нуклонного рассеяния, по-видимому, становится постоянной величиной при высокой энергии. Поэтому было большим сюрпризом обнаружение в ЦЕРНе [1] факта уменьшения ширины дифракционного пика с увеличением энергии E . Сюрприз был невелик для тех физиков-теоретиков, которые ожидали такого уменьшения ширины, основываясь на смелой экстраполяции свойств амплитуды рассеяния в обычной теории рассеяния Шрёдингера. Эти рассуждения основываются на так называемых полюсах Редже амплитуды рассеяния. Многие физики-теоретики [2] смогли предсказать до эксперимента уменьшения ширины дифракционного пика пропорционально $(\ln E)^{-1}$ в грубом согла-

сии с современными измерениями. Вместе с постоянством полного сечения это, по-видимому, указывает на то, что нуклон в опытах при высоких энергиях демонстрирует большие размеры и большую диффузность в противоположность тому, что нашел Резерфорд в атоме. Никаких определенных заключений нельзя еще сделать из этих результатов, так как недавние более точные измерения в Брукхейвене [3] подтвердили результаты по p - p -рассеянию, но не обнаружили

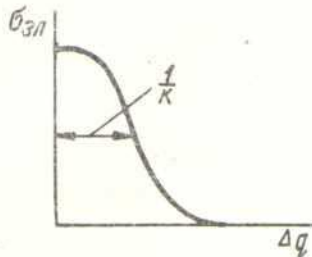


Рис. 5. Эксперимент Резерфорда для нуклонов (p - p -рассеяние). Если нуклон обладает твердой сердцевиной, упругое рассеяние при большой энергии описывается выражением $\sigma_{эл} \sim e^{-K^2(\Delta q)^2}$, где Δq — передаваемый импульс. Эксперимент: $\sigma_{эл} \sim e^{-(c \log \varepsilon)(\Delta q)} \sigma_{общ} = \text{const}$. $\frac{1}{K}$ примерно равно размеру сердцевины.

каких-либо изменений в ширине дифракционного пика при рассеянии пионов протонами. Поскольку полное π - p -сечение уменьшается в исследованном диапазоне энергии (от 7 до 17 ГэВ), это может указывать на увеличение диффузности при переходе к высоким энергиям.

Суммируем теперь современное положение в физике элементарных частиц. В процессе развития физики мы имели дело с различными типами «вещества». Можно перечислить шесть типов вещества: гравитационное, плазменное, атомное, ядерное, мезонное, лептонное.

Гравитационное вещество представляет собой субстанцию, с которой мы встречаемся при описании систем из многих звезд, таких, как солнечная система, скопления звезд, галактики и т. д. Структура этого вещества характеризуется большими массами, взаимодействующими в основном путем гравитации.

Плазменное вещество встречается в исследованиях сильно разреженных газов в пространстве, состоит из заряженных атомов и электронов, взаимодействие между которыми в основном электромагнитное. Энергии частиц здесь настолько велики, что квантовыми эффектами можно пренебречь. Вследствие сильной нелинейности поведения плазмы ее свойства удивительно многообразны и сложны и в большой степени остаются пока неизвестными.

Атомное вещество — это обыкновенное вещество, с которым мы имеем дело на Земле. Его строение определяется квантовомеханическими эффектами электромагнитных сил, действующих между ядрами и электронами. Оно демонстрирует огромное разнообразие форм и комбинаций, представляющих собой молекулярные и макромолекулярные формации. Живая материя является высшей формой атомного вещества.

Ядерное вещество представляет собой основу построения атомных ядер. Его строение определяется нуклонами и ядерными электрическими силами и взаимодействиями между ними.

Мезонное вещество — это то, чему посвящена настоящая статья. Это вещество самих нуклонов и ядерных полей в их различных бозонных проявлениях. Мы выбрали описание относящихся к этому кругу явлений на основе квантовых состояний ядерного поля. Этот метод описания довольно консервативен, поскольку имеет тенденцию к использованию концепций, хорошо известных нам из электромагнитного и гравитационного полей. Такое описание также очень близко соответствует тому, что теоретики обычно называют «теорией поля». К сожалению, сейчас не существует удовлетворительной квантовой теории поля, связанной с фермионными источниками, не говоря уже о теории сильно связанных полей. Современные теории сталкиваются с трудностями, которые вытекают либо из проблем структуры источника (проблемы расходимостей и перенормировки), либо из математических проблем сильной связи. Следовательно, мы не можем еще решить, опишет ли соответствующая теория ядерного поля с нуклонами в качестве источников рассмотренные здесь явления — третью спектроскопию и уменьшение ширины дифракционного пика в p - p -рассеянии. Может оказаться, что описание мезонной материи с помощью ядерных полей, связанных с барионами, будет неадекватно.

Шестой тип вещества связан с явлениями, которых мы лишь поверхностно коснулись в настоящей статье. Этот мир лептонов и слабых взаимодействий. Сейчас нам известны четыре различных типа лептонов: обыкновенные электроны, тяжелые электроны (мюоны) и два типа нейтрино. Между ними действуют лишь электромагнитные силы и таинственное слабое взаимодействие. Можно ли рассматривать четыре типа лептонов как возбужденные состояния некоторого поля? Мы знаем, что на очень малых расстояниях электромагнитное поле следует рассматривать как сильно связанное. Если мы примем концепцию поля в случае слабых взаимодействий и допустим, что они переносятся некими промежуточными бозонами с большой массой, то можно будет рассуждать на тему о том, что на определенных малых расстояниях (или при больших энергиях) слабые взаимодействия также проявят сильную связь. Тогда можно лептонные источники поля слабых взаимодействий рассматривать с той же точки зрения, с которой мы рассматривали ядерные поля. Можно будет считать различные лептоны возбужденными состояниями нового поля, поля слабых взаимодействий. Затем мы сможем найти некоторую аналогию между структурой лептонного и мезонного вещества, аналогию, которая будет, вероятно, слишком проста и прямолинейна, для того чтобы иметь какое-то отношение к природе. Лучшее понимание этих проблем следует ожидать лишь из дальнейших экспериментов. Очевидно, что эти эксперименты требуют еще больших энергий, чем те, которые доступны нам сейчас. С помощью современных ускорителей, сообщаящих частицам энергию до 10^{10} эВ, мы способны проникнуть в структуру нуклона. Следует ожидать, что структура лептонов может быть исследована лишь в опытах с гораздо большими энергиями и в особенности на ускорителях, обеспечивающих интенсивные пучки нейтрино и мюонов высокой энергии.

Сейчас мы имеем достаточно хорошие теории для понимания основных явлений, связанных с первыми четырьмя видами вещества, хотя ряд фундаментальных проблем гравитационного вещества пока еще не решен. Например, проблема расширяющейся Вселенной. Описание мезонного и лептонного вещества требует квантовой теории нового типа и, может быть, даже нескольких совершенно новых концепций. Знания, полученные

ЛИТЕРАТУРА

при решении этих проблем, несомненно, приведут к более глубокому пониманию структуры вещества. Возможно будут найдены фундаментальные связи между различными «полями», которые сейчас считаются независимыми. Гравитация, электричество и мир ядер могут оказаться тесно связанными принципом, который соединит мир очень больших размеров со строением элементарных частиц. Эта величественная цель еще, может быть, вне поля нашего зрения, но даже в этом случае несомненно, что новые исследования в области высоких энергий открывают новые перспективы для понимания строения вещества.

В. Ф. Вейскопф (Женева, ЦЕРН)

1. A. Diddens et al. Phys. Rev. Letters, 9, 108 (1962).
2. G. Chew and S. Frautschi. Phys. Rev. Letters, 7, 394 (1961); В. Н. Грибов. «Ж. эксперим.-теор. физ.», 14, 478 (1962); G. Lovelace. Nuovo Cimento, 26, 415 (1962); S. Frautchi et al. Phys. Rev., 126, 2204 (1962); G. Chew et al. Phys. Rev., 126, 1202 (1962); R. Brandenberger and M. Goldberger, Phys. Rev., 126, 766 (1962).
3. K. Foley et al. Phys. Rev. Letters, 10, 376 (1963).

Международная конференция по структуре нуклона

В июне 1963 г. в Станфорде (Калифорния, США) проходила международная конференция по структуре нуклона. На ней присутствовало около 450 ученых из 21 страны. От Советского Союза и других стран — участниц Объединенного института ядерных исследований на конференции присутствовали: В. С. Барашенков (Дубна), В. М. Галицкий (Новосибирск), И. А. Гришаев (Харьков), В. Г. Гришин (Дубна), И. С. Исаев (Дубна), Г. Домокош (Венгрия), Ф. Легар (Чехословакия) и вице-директор ОИЯИ Ш. Цицейка (Румыния).

Конференция была посвящена последним исследованиям по структуре нуклона. Кроме того, обсуждались вопросы, близко примыкающие к этой теме: рассеяние частиц при высоких энергиях и реджеология, свойства резонансов, следствия симметрий различного рода, формфакторы и слабые взаимодействия. Всего на конференции было доложено 65 работ, в том числе доклады ученых из социалистических стран: В. С. Барашенков и Д. И. Блохинцев «Резонансное взаимодействие π -мезонов с периферической оболочкой нуклона», В. С. Барашенков и Р. Кайзер «Электромагнитная поляризуемость нуклонов», В. Г. Гришин «Данные по структуре нуклона, полученные из анализа упругого протон-протонного рассеяния в области энергий ~ 10 Гэв», Г. Домокош «О релятивистской теории основных состояний», П. С. Исаев, В. И. Лендье, И. А. Мецераков «Симметричные свойства $\pi\pi$ -взаимодействия в πN -столкновениях». Все доклады вызвали большой интерес, а результаты их широко обсуждались как на заседаниях конференции, так и в частных дискуссиях. Наибольший интерес, по мнению автора статьи, вызвал доклад Гришина об измерениях упругого рассеяния в области больших энергий и малых углов, выполненного группой экспериментаторов Лаборатории высоких энергий (Л. Ф. Кириллова, В. А. Никитин, А. А. Номофилов, В. А. Свиридов, Л. Н. Струов, М. Г. Шафранова).

В первый день докладывались теоретические и экспериментальные работы по структуре нуклона. Большую дискуссию вызвал обзорный доклад Дж. Чу (США) «Что такое нуклон?» Чу предложил динамическую схему описания элементарных частиц. Например, предлагается рассматривать нуклон как составную частицу: $\psi \rightarrow N + \pi$, $N + 2\pi$, При этом несущественно, то в состав нуклона входит сам нуклон. Аналогичным образом можно представить строение других частиц. В этом динамическом подходе важно получить экспериментально наблюдаемое значение массы. Такой «шпур-

ковый» (bootstrap) механизм позволил бы выразить значения масс всех частиц через один произвольный параметр (через массу какой-либо частицы). На языке S -матрицы стабильным и нестабильным частицам соответствуют полюса в физической и нефизической области. Однако не все полюса S -матрицы одинаковы. Так, можно показать, что полюса со значениями моментов $I=0, 1/2$ и 1 оказываются отличными от полюсов со значениями моментов $I = 3/2, 5/2$ и т. д. Таким образом, выделенным значениям полюсов с моментами $0, 1/2$ и 1 могут соответствовать некоторые частицы (а полюсу с $I=1/2$ — нуклон), а если траектория Редже проходит близ реальной оси, то и семейство частиц.

В обзорном докладе д. Йенни (США) рассмотрено обобщение формулы Розенблюта в случае включения двухфотонного обмена и электромагнитных взаимодействий. Предполагается, что радиационные поправки дают хорошо известные особенности в поведении сечения электронов (позитронов) на протонах. Тогда возможные отклонения в $(e+p)$ -рассеянии будут вызваны или неожиданным поведением виртуального комптон-эффекта, или неэлектромагнитным взаимодействием.

Обзорный доклад Л. Дюрана (Франция) посвящен теории упругого и неупругого рассеяния электронов на дейтонах и связи этих процессов с электромагнитной структурой нейтронов. Показано, что в неупругом $(e+D)$ -рассеянии основной вклад дает полюсный член; единственный дисперсионный интеграл может быть оценен на основе полужеменологической модели. Структура дейтона на малых расстояниях не влияет на результаты. Эффекты сильного взаимодействия разлетающихся нуклонов в конечном состоянии учитывались ковариантным образом. Однако эти эффекты невелики. Неясным остается влияние пионного тока. На процесс упругого $(e+D)$ -рассеяния сильное влияние оказывают структура дейтона на малых расстояниях и пионный ток. В этом случае теоретические расчеты оказались возможным провести лишь для очень малых значений q^2 .

В докладе Д. Вана (США) «Теория нуклонных формфакторов» было показано, что изовекторные части нуклонных формфакторов могут быть удовлетворительно описаны, если принять во внимание резонансное взаимодействие $\pi\pi$ -, $K\bar{K}$ -, $\rho\omega$ - и других пар частиц. К. Беркелман (США) доложил об измерениях сечения рассеяния электронов на протонах и нейтронах с целью обнаружения реджевского поведения. Результат получился отрицательный. Было также показано, что для