

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

МЕЗОНЫ И ЯДЕРНЫЕ СИЛЫ

Г. А. Бете *)

История разрешения проблемы мезонов и ядерных сил является характерным для современного научного прогресса примером как проницательности, так и наивности физиков.

Зарождение теории ядерных сил относится к 1932 г. и связано с открытием нейтрона. Это открытие сделало возможным развитие последовательных представлений о строении атомного ядра, согласно которым ядро состоит из протонов и нейтронов, удерживаемых вместе очень большими силами, отличными от любых других сил, известных до этого в природе, и превышающими их по величине. Всего через три года после открытия нейтрона и возникновения теории ядра Юкава предположил, что взаимодействие между ядерными частицами — протоном и нейтроном — обусловлено существованием других, в то время ещё неоткрытых частиц, известных теперь под названием мезонов. Юкава предсказал, что такие частицы должны существовать, что их масса должна быть равна 100—200 электронным массам, что они должны быть заряжены и иметь целый спин, вероятно, равный нулю или единице.

Через три года предсказание Юкавы подтвердилось. В космическом излучении двумя группами физиков — Андерсенем и Неддермайером в Калифорнийском технологическом институте и Стритом и Стивенсоном в Харвардском университете — были открыты новые частицы. Масса этих частиц близка к 200 электронным массам, они имеют положительный или отрицательный заряд, что точно совпадало с ожиданиями Юкавы и казалось, что они сравнительно хорошо удовлетворяют всем его предсказаниям. В последующие девять лет экспериментаторы обнаруживали всё новые и новые свойства этих частиц, а теоретики вычисляли, какова их роль в ядерных силах. Но обе группы физиков не пришли к со-

*) Текст 22-й лекции памяти Дж. Генри, прочитанной 22 апреля 1953 г. Ветте Н. А., J. Wash. Acad. Sci. 44, № 4, 97—105, 1954.

гласию: выводы теоретиков совершенно разошлись с действительными свойствами этих частиц. По предсказаниям теоретиков, мезоны, после того как они возникли, должны весьма сильно взаимодействовать с ядрами, т. е. должны сильно поглощаться, сильно рассеиваться и легко вызывать ядерные реакции. Ничто из этого им в действительности не было свойственно. Они вообще ничего не делали с ядрами. Они двигались в веществе, замедлялись, как любые другие заряженные частицы, и, наконец, останавливались и распадались каким-то, в то время ещё неизвестным способом. Тем не менее теоретики упорствовали в своей вере в связь между андерсеновскими частицами космического излучения и предсказаниями Юкавы. Однако различие между экспериментальными результатами и теоретическими предсказаниями было столь велико, что привело к появлению различных названий частиц. Экспериментально наблюдаемые частицы стали называть мезотронами, тогда как предсказанные теорией частицы получили название мезонов. Попытки отождествить обе частицы продолжались до тех пор, пока в 1947 г. итальянские физики Конверси, Пиччони и Панчини не обнаружили, что мезоны космического излучения взаимодействуют с ядрами ещё слабее, чем подозревали до этого. Даже в том случае, когда мезону давали возможность находиться вблизи ядра в течение очень долгого времени (около микросекунды), он не желал воспользоваться благоприятным случаем и не позволял ядру захватить себя. Это окончательно показало, что обе частицы не могут быть идентичными. Несколько месяцев спустя решение проблемы было найдено Оккиалини, Пауэллом и Лейтсом, работавшими в Бристоле (Англия). Они открыли существование другой частицы, названной ими π -мезоном («первичный» мезон), которая в короткое время распадается на мезон, который был открыт раньше и который был ими назван μ -мезоном («промежуточный» мезон).

Открытие π -мезона подтвердило соображения Юкавы. π -мезон сильно взаимодействует с ядрами. После своего образования он легко рассеивается и легко поглощается ядрами. С 1947 г. мы считаем, что π -мезон действительно является частицей, ответственной за ядерные силы. Многие свойства π -мезонов были открыты Бристольской группой, работавшей с мезонами космического излучения и с фотопластинками, но наибольшие успехи в исследовании свойств этих частиц были достигнуты после того, как они были получены искусственно на ускорителях, сначала в Беркли, а затем и в других лабораториях. Это было примером совместной работы исследователей нескольких стран: мощный синхроциклотрон находился в Беркли, но берклиевские физики не могли обнаружить искусственно созданный π -мезон до тех пор, пока бразильские Лагес не привез им из Англии сложную технику фотографических эмульсий. С тех пор о π -мезонах удалось узнать очень много;

это и будет содержанием моей лекции. Однако прежде чем перейти к основной теме, необходимо рассмотреть некоторые из свойств π -мезонов, предсказанных ядерной физикой на основе чисто теоретических соображений.

ПРЕДСКАЗАНИЯ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

Первым предсказанием ядерной физики было то, что должны существовать три типа мезонов, ответственных за ядерные силы: положительно заряженные, отрицательно заряженные и нейтральные мезоны. Положительно и отрицательно заряженные разновидности мезонов были легко обнаружены. До 1949 г. нейтральные частицы были только теоретическим предсказанием, основанным на весьма фундаментальном свойстве ядерных сил, а именно на их так называемой зарядовой независимости. В 1935 г. в отделе земного магнетизма института Карнеги в Вашингтоне было обнаружено, что силы между двумя протонами в точности равны силам между протоном и нейтроном, если только обе пары частиц находятся в одном и том же состоянии движения. Этот факт был впоследствии подтвержден многими другими экспериментальными доказательствами и теоретическими работами Брейта и др. и известен под названием теоремы о зарядовой независимости. Если бы существовали только заряженные мезоны, то был бы возможен лишь следующий предсказанный Юкавой процесс: протон может испустить положительный мезон, превратившись при этом в нейтрон; положительный мезон может быть поглощен каким-нибудь оказавшимся вблизи нейтроном, который поэтому превратится в протон. Другой из находящихся вблизи протонов не может поглотить положительный мезон, так как при этом он оказался бы с двумя положительными зарядами и представлял бы собой частицу, существование которой очень мало вероятно. Очевидно, что такой процесс может объяснить взаимодействие между протоном и нейтроном, но не между двумя протонами. Когда протон и нейтрон взаимодействуют, они обмениваются зарядами. Такой тип взаимодействия был постулирован в ядерной физике ещё до Юкавы и известен как обменные силы. И действительно, обменный характер сил был одним из исходных фактов, на которые опирался Юкава, когда он развивал свою теорию. Легко, однако, видеть, что обменом заряженных мезонов мы не можем, в первом приближении, осуществить взаимодействие между двумя протонами или двумя нейтронами: для переноса этого взаимодействия необходимо иметь нейтральную частицу. Существование нейтрального мезона было впервые постулировано Кеммером в Англии, построившим теорию, известную под названием «симметричной мезонной теории». В этой теории предполагается, что с нуклоном (протон и нейтрон обозначаются общим именем «нуклон») связаны нейтральные и

заряженные мезоны обоих знаков и величина этой связи предполагается одинаковой для каждого типа мезонов. Теория Кеммера действительно приводит к зарядовой независимости ядерных сил.

После того как физики получили искусственные мезоны, они действительно обнаружили, кроме заряженных, ещё и нейтральный мезон. К сожалению, нейтральный мезон нельзя наблюдать непосредственно, так как его время жизни очень мало. Он распадается за время порядка 10^{-15} сек. на два гамма-кванта. Короткое время жизни может быть объяснено с точки зрения теории, но я не буду входить в рассмотрение этой проблемы.

Второе предсказание ядерной теории относительно мезонов заключается в том, что мезоны не могут быть скалярными. Скалярная частица обладает двумя особенностями: во-первых, она не имеет спина, чем отличается от электронов и нуклонов, спин которых равен половине: это значит, что они имеют момент количества движения «относительно своей собственной оси» и тем самым подобны вращающемуся волчку. Термин «скалярный» означает, однако, больше, чем отсутствие спина. Вторая особенность скалярной частицы заключается в том, что волновая функция частицы остаётся неизменной, если всё пространство отразить в зеркальной плоскости. Существует также возможность того, что волновая функция частицы с нулевым спином изменит знак при таком отражении. В этом случае частица называется «псевдоскалярной». Скалярные мезоны должны быть исключены, так как обусловленные ими ядерные силы являются центральными силами, зависящими от расстояния между двумя нуклонами, и больше ни от чего, тогда как опыт показывает, что эти силы зависят также от направления спинов двух нуклонов. Третье предсказание ядерной теории заключается в том, что мезоны должны быть псевдоскалярными. Это следует из всего характера зависимости ядерных сил от направления нуклонных спинов, в частности, из знака квадрупольного момента дейтрона.

Четвёртое предсказание пришло из совершенно другой области физики — не из ядерной физики, а из исследований основных свойств полей, которые производились не без успеха, особенно после 1947 г. Проблема заключается в математической трактовке взаимодействия двух полей, подобных электрическому полю, полю мезонов, нуклонов, электронов и т. д. До 1947 г. при описании таких взаимодействий в результатах возникали бесконечности, но с 1947 г. нам стало ясно, как поступать с этими бесконечностями. Это стало возможным благодаря так называемой «теории перенормировки», в которой величины, используемые для исключения бесконечностей, интерпретируются по-новому, как изменения массы и заряда частицы. После такого пересмотра понятий оказалось возможным показать, что все физически наблюдаемые величины в действительности конечны. Эта современная теория полей ока-

залась пригодной для отделения зерна от мякины: в некоторых теориях могут быть получены конечные результаты с помощью перенормировки, тогда как другие теории не поддаются этому процессу. Мы можем выписать основные уравнения этих последних теорий на бумагу, но если мы попытаемся, например, с их помощью вычислить вероятность рассеяния мезонов нуклонами, мы всегда неизменно придём к бесконечному результату. Таким образом, развитие теории полей привело нас к установлению принципа, позволяющего произвести выбор между возможными и невозможными выражениями для полей и их взаимодействий. В частности, поле, состоящее из заряженных частиц, подобных мезонам, которые могут быть испущены и поглощены другими заряженными частицами (нуклонами), может иметь только нулевой спин. Таким образом, теория полей подтверждает то, что было постулировано в ядерной физике, а именно, нулевой спин мезонов. Она говорит ещё больше о связи между мезонами и нуклонами, но к обсуждению этого я вернусь позже.

СВОЙСТВА СВОБОДНЫХ МЕЗОНОВ

Рассмотрим теперь опыты с мезонами. Существует много типов опытов, которые можно произвести с частицами. Опыты, которые мы обсудим вначале, являются простейшими. Они могут быть интерпретированы без сложных вычислений, так как для получения ответа достаточно качественных результатов. Прежде всего была очень точно измерена масса мезона: она равна 276 электронным массам для заряженного мезона и 265 для нейтрального. Разница может быть объяснена собственной электрической энергией, исходящей от взаимодействия электрического заряда заряженного мезона с его электрическим полем. Далее, нам известно, что мезоны имеют конечное время жизни: заряженные мезоны живут около 10^{-8} сек. Это время относительно велико, что позволяет наблюдать их. Действительно, заряженный мезон с таким временем жизни сумеет в среднем пройти 3 м до своего распада; этого расстояния достаточно для его наблюдения. С другой стороны, нейтральный мезон, живущий около 10^{-15} сек, проходит только 10^{-5} см, что недостаточно, чтобы наблюдать его свойства до распада. Третье свойство мезона, имеющее наибольшее значение для нашего рассмотрения, представляет собой спин частицы. Он был определён экспериментально как для заряженных, так и для нейтральных мезонов различными и весьма остроумными методами.

Определение спина заряженного мезона основано на статистическом принципе детального равновесия. Из статистической механики и из квантовой механики известно, что если мы имеем процесс, который может идти в данном направлении, и процесс, который может идти в противоположном направлении, то вероятности этих двух процессов тесно связаны друг с другом.

Например, если все типы частиц, участвующих в процессе, находятся при очень высокой температуре, так что в каждом квантовом состоянии находится много частиц, то для сохранения равновесия процессы в обоих направлениях должны происходить одинаково часто. Что же общего между этим принципом детального равновесия и определением спина мезона?

Если мы имеем частицу с нулевым спином, находящуюся во внешнем поле, то существует только одна возможность для поведения этой частицы; ей нечего ориентировать по отношению к внешнему полю, она имеет только одно квантовое состояние. С другой стороны, частица со спином, равным единице, может иметь три различные ориентации своего спина по отношению к внешнему полю. Теперь рассмотрим процесс образования и процесс поглощения мезона со спином, равным единице. Если мезон образуется, то он может образоваться с тремя различными направлениями спина. Если он поглощается, то мы знаем, что он исчезает с одним единственным направлением спина; таким образом, отношение вероятностей поглощения и образования должно содержать коэффициент, равный трём, если частица имеет спин единица. Этот коэффициент называется «статистическим весом». С другой стороны, если частица имеет нулевой спин, коэффициент три заменяется на единицу, так что отношение вероятности образования к вероятности поглощения будет в три раза меньше. Этот принцип, высказанный Маршаком для исследования мезонного спина, был с успехом использован двумя группами экспериментаторов, одной из Рочестерского, другой из Колумбийского университетов. Обе группы пришли к выводу, что мезон действительно имеет нулевой спин в согласии с предсказаниями как ядерной физики, так и теории полей.

Несколько труднее было совершить последний шаг, а именно узнать, является ли мезон скалярным или псевдоскалярным, и сейчас я должен подробнее объяснить, что это значит. Вы, вероятно, знаете, что одной из характеристик атомной системы является её чётность. Чётность показывает нам, как изменяется волновая функция системы при изменении знака всех координат, т. е. при изменении x на $-x$, y на $-y$ и т. д., что известно под названием инверсии. В случае нулевого момента количества движения мы можем поступить ещё проще, а именно провести плоскость через центр атома и отразить всё пространство в этой плоскости, как если бы она была зеркальной. Спросим теперь себя, как изменится волновая функция в результате произведённой инверсии. Мы знаем, что существуют такие атомные состояния, волновые функции которых при этом не меняются; эти состояния называются «чётными». Существуют и такие атомные состояния, волновые функции которых меняют знак при инверсии. Такие состояния называются «нечётными». Таково свойство, которое называют чётностью. Например, в оптических спектрах любая разрешённая спектральная линия возникает

в результате перехода между чётным и нечётным состояниями атома, или наоборот. Аналогичным образом определяется чётность ядер. Например, дейтон состоит из протона и нейтрона и имеет чётную волновую функцию. В то же время момент количества движения дейтона равен единице, так как спины нуклонов направлены параллельно, так что мы имеем чётное состояние со спином единица. Предположим теперь, что дейтон поглощает положительный мезон; тогда он должен превратиться в два протона. Эти два протона подчиняются принципу Паули, согласно которому волновая функция полной системы должна быть антисимметричной и из которого, таким образом, следует, что между спином системы и её чётностью должно существовать определённое соотношение. Из принципа Паули, в частности, следует, что невозможно получить чётное состояние системы двух протонов со спином единица; возможно только нечётное состояние со спином единица. Вывод этого положения из общих принципов квантовой механики несколько сложен для изложения, и я не стану вас затруднять.

Теперь ясно, что методом экспериментального определения чётности мезона может явиться опыт, в котором мезон поглощается дейтоном. Этот процесс начинается с того, что отрицательный мезон переходит на самую глубокую боровскую орбиту, момент количества движения которой равен нулю, после чего он, в конце концов, захватывается дейтоном. Так как мезон заряжен отрицательно, он превращает дейтон в два нейтрона, которые испускаются в противоположных направлениях. Можно заинтересоваться тем, в какой мере этот процесс захвата удовлетворяет законам сохранения. Как я уже сказал, заряженный мезон не вносит момента количества движения. Поэтому процесс начинается с момента количества движения, равного единице, и с чётного состояния дейтона. В конце процесса мы имеем два нейтрона. Но, так же как и два протона, два нейтрона не могут находиться в чётном состоянии с моментом количества движения, равным единице. Таким образом, этот процесс запрещён правилом сохранения чётности и законом сохранения момента количества движения. Но в действительности, на опыте, отрицательные мезоны охотно захватываются дейтоном и это приводит к образованию двух нейтронов. Отсюда мы делаем вывод, что мезон совершает некоторый вклад в чётность, что он меняет чётность системы. Таким свойством обладает как раз псевдоскалярная частица; такая частица изменяет чётность системы нуклонов, если она поглощается или испускается системой.

СВЯЗЬ МЕЖДУ МЕЗОНАМИ И НУКЛОНАМИ

Таким образом, до этого пункта опыт даёт точное подтверждение предсказаний теории ядерных сил. Следующая проблема, являющаяся, возможно, наиболее важным вопросом мезонной теории, кажется значительно более трудной. Вопрос заключается в том,

как мезоны связаны с нуклонами. Связь мезонов с нуклонами, вообще связь любых двух полей, выражается соответствующим членом в гамильтониане системы, и я боюсь, что в этом пункте я не смогу обойтись без специальных терминов. Выражение для взаимодействия должно содержать оба взаимодействующих поля. Пусть мезон описывается волновой функцией, которую я обозначу φ , волновую функцию нуклона обозначим ψ и так называемую сопряжённую волновую функцию — через $\bar{\psi}$. Связь с псевдоскалярным мезоном должна ещё содержать дираковский оператор, обозначаемый γ_5 ; физический смысл этого оператора нелегко объяснить. Два наиболее употребительных выражения для связи имеют вид:

$$G\bar{\psi}\gamma_5\psi\varphi \quad \text{— прямая или псевдоскалярная связь,} \quad (1)$$

$$g\bar{\psi}\gamma_5\gamma_\mu\psi\frac{\partial\varphi}{\partial x_\mu} \quad \text{— псевдовекторная связь.} \quad (2)$$

Первое из них известно под названием «прямой» связи; оно содержит непосредственно волновую функцию мезона. Второй тип связи, почти исключительно использовавшийся в литературе до 1947 г., содержит производные от волновой функции мезона по координатам; он содержит также один из более или менее обычных дираковских операторов γ_μ , где μ принимает значение от 1 до 4. Эти два типа связей известны также как псевдоскалярная и псевдовекторная связи.

Заметим, что псевдоскалярная связь имеет одно практическое преимущество, заключающееся в том, что она позволяет теоретикам работать с более знакомыми им величинами. Она обладает, однако, серьёзным недостатком, так как приводит к теории поля, с помощью которой вы можете вычислить для любых процессов лишь приближение первого порядка. Вторые приближения дадут бесконечные результаты для всех вычисляемых процессов. Это связано с тем фактом, что теория не допускает перенормировки. Недостатком псевдоскалярного взаимодействия является использование трудного для понимания оператора γ_5 , который обладает тем странным свойством, что он может переводить частицу из состояния с положительной энергией в состояние с отрицательной энергией. В терминах теории «дырок» это означает, что очень вероятным процессом является образование нуклонных пар. Использование этого оператора делает теоретические расчёты несколько более трудными, но, с другой стороны, большим преимуществом псевдоскалярной теории является то, что она допускает перенормировку в смысле теории поля и даёт конечные результаты для любых процессов в любом приближении. Возникает вопрос о том, какая из этих теорий правильна, и теоретики, конечно, надеются, что верна теория псевдоскалярной связи.

Коэффициенты G и g в (1) и (2) являются просто постоянными, определяющими величину связи. Я обозначил эти постоянные боль-

шим G и малым g соответственно, так как первая постоянная больше второй. Очевидно, что определение постоянных связи является весьма важной задачей: они играют ту же роль, что и электрический заряд при взаимодействии между заряженными частицами и электромагнитным полем. Это последнее взаимодействие управляется так называемой постоянной тонкой структуры $\frac{e^2}{\hbar c}$, которая равна $1/137$, т. е. очень мала. С другой стороны, соответствующая безразмерная величина мезонной теории $\frac{G^2}{\hbar c}$ близка к 15. В противоположность $\frac{e^2}{\hbar c}$ это большое число, что является основной причиной трудностей мезонной теории. Все развитые в прошлом методы квантовой механики были предназначены для слабой связи между полем и частицей. Это предположение о слабой связи весьма хорошо для электромагнитного поля, и в этом случае мы можем предсказывать явления с точностью до 10^{-9} и удовлетворять данным опыта простым разложением по степеням $\frac{e^2}{\hbar c}$. Однако не слишком удобно производить разложение по степеням $\frac{G^2}{\hbar c}$, если эта величина равна 15: каждая последующая степень приближения будет при этом давать больший результат, чем предыдущая.

Для экспериментального исследования связи между мезонами и нуклонами обращаются к простейшим явлениям, зависящим от этой связи. К числу таких явлений принадлежит рассеяние мезонов нуклонами, так как при этом в явлении участвуют один мезон и один нуклон. Несколько более сложное явление заключается в образовании мезонов при взаимодействии электромагнитного излучения с нуклонами — так называемое фоторождение мезонов. В этом случае следует принять во внимание, кроме мезона и нуклона, взаимодействие с электромагнитным полем. Это взаимодействие известно и достаточно просто. Следующее, более сложное явление — это то, с которого началась теория, а именно, взаимодействие между нуклонами, которые испускают мезонное поле. Это, очевидно, более сложная задача, так как здесь следует рассмотреть два нуклона и, по крайней мере, один мезон. Наконец, наиболее сложное из всех простейших явлений представляет собой образование мезонов в столкновениях между двумя нуклонами. В этом случае мы имеем не только мезон, создающий силу, действующую между двумя нуклонами, но, кроме того, и мезон, образующийся в самом процессе.

РАССЕЯНИЕ МЕZOHOV НУКЛОНАМИ

Экспериментальное изучение рассеяния мезонов нуклонами производилось в нескольких местах. Наиболее широкие исследования были предприняты в Чикагском университете. Колумбийский и Рочестерский университеты тоже внесли значительный вклад в эту

проблему. Результаты этих исследований оказались прежде всего крайне неприятными для теории поля, так как было показано, что они согласуются с предположением о псевдовекторной связи. Чтобы произвести такое сравнение теории с опытом, вероятность рассеяния была вычислена методом теории возмущений, т. е. при использовании первого члена разложения в ряд по степеням $\frac{G^2}{\hbar c}$. В этом

приближении псевдоскалярная связь даёт сечение рассеяния мезонов нуклонами, которое почти не зависит от энергии, тогда как сечение, получаемое из псевдоскалярной связи, весьма быстро растёт при увеличении энергии. Опыт также даёт весьма быстрый рост сечения с энергией и тем самым свидетельствует в пользу псевдовекторной связи. Однако псевдовекторная теория в приближении теории возмущений (слабая связь) приводит также и к некоторым другим предсказаниям.

Так, например, она предсказывает, что отрицательный мезон взаимодействующий с протоном, должен, вообще говоря, просто рассеиваться. В принципе взаимодействие между этими двумя частицами может также привести к реакции



но как псевдоскалярная, так и псевдовекторная теории в приближении слабой связи предсказывают, что вероятность такой реакции очень мала. В действительности эта реакция имеет очень большую вероятность: чикагские опыты показали, что она происходит в два раза чаще, чем простое рассеяние отрицательных мезонов. Далее, обе теории, в приближении слабой связи, предсказывают, что положительные и отрицательные мезоны должны рассеиваться нуклонами почти одинаково. Это также неверно: даже если мы прибавим рассеяние с перезарядкой (3) к обычному рассеянию отрицательных мезонов, мы получим только около одной трети вероятности рассеяния положительных мезонов. Из этого можно сделать только тот вывод, что метод приближения совершенно ошибочен, что нельзя получить верного результата, производя вычисления только с наименьшей степенью $\frac{G^2}{\hbar c}$. Если $\frac{G^2}{\hbar c}$ равно 15,

этот вывод не является неожиданным. Возникшее положение хорошо описывается в песенке, сочинённой экспериментатором из Рочестерского университета Артуром Робертсом:

«Есть сильная связь и есть слабая связь,

Но мы знали заранее, что нет ни той, ни другой».

Более разумный метод был развит Брюкнером из Индианского университета и его сотрудниками Кейзом и Ватсоном. Относясь более серьёзно к сильному взаимодействию, они предположили, что мезон и нуклон легко могут образовать сложную частицу,

т. е. что существует виртуальное квантовое состояние системы из мезона и нуклона. Постулируя такое состояние, они смогли использовать ряд вычислений, выполненных на основе теории сильной связи в период 1940—1945 гг., с целью попытаться объяснить расхождения между наблюдаемыми свойствами π -мезона и теорией. Эта теория предсказывала, что должны существовать стабильные «компаундные» состояния нуклона и мезона и что первое из этих состояний должно иметь следующие характеристики: орбитальный момент мезона равен единице, а полный спин системы равен $3/2$, так что это состояние можно обозначить как $P_{3/2}$ -состояние. Система характеризуется ещё одной величиной T , которая называется изотопическим спином; его значение также равно $3/2$. Я не буду вдаваться в объяснения того, что это значит.

Итак, Брюкнер предположил, что явление рассеяния мезонов определяется этим возбуждённым состоянием. Экспериментально установлено, что энергия этого состояния на 300 Мэв больше энергии основного состояния нуклона. Сечение рассеяния как положительных, так и отрицательных мезонов протонами должно в этом случае иметь резонансный максимум вблизи стационарного состояния и зависимость от энергии, показанную на рис. 1. Следовало ожидать, что этот максимум будет весьма широким, так как существует весьма большая вероятность распада нуклона в стационарном состоянии на мезон и свободный нуклон, а большая вероятность распада эквивалентна большой ширине уровня.



Рис. 1.

Главным успехом теории Брюкнера было то, что она сумела предсказать отношение сечений для рассеяния положительных и отрицательных мезонов. Это отношение должно быть три к одному, что весьма близко к наблюдаемому отношению. Брюкнер и его сотрудники смогли показать, далее, что происходящее с перезарядкой рассеяние отрицательных мезонов должно быть приблизительно в два раза больше обычного рассеяния отрицательных мезонов, что опять согласуется с опытом. Они смогли также показать, что угловое распределение рассеянных мезонов приближённо описывается законом $1 + 3 \cos^2 \theta$, и это опять даёт приемлемое приближение к наблюдаемому угловому распределению, хотя это далеко не совершенное приближение.

Опыты по рассеянию обычно анализируют с точки зрения фазовых сдвигов определённых парциальных волн, описывающих волновую функцию частицы. Такой анализ, выполненный для рассеяния

мезонов, показал, что наиболее значительный вклад даёт состояние $P_{3/2}$, $T = 3/2$. В добавление к этому состоянию существует также сильное взаимодействие в состояниях с нулевым орбитальным моментом (в спектроскопическом обозначении в S -состояниях), и в этих состояниях существует сильное взаимодействие как для значения изотопического спина $3/2$, так и для спина $1/2$. Для $3/2$ имеет место сильное отталкивание, для $1/2$ — несколько более слабое притяжение.

РАЗВИТИЕ ТЕОРИИ

Хотя теория Брукнера оказалась весьма успешной, она является чисто феноменологической: существование возбуждённого состояния постулировано, но ничего не сказано о его природе. Желательно вернуться к основам теории, с тем чтобы объяснить это состояние. Дорога для этого возвращения была открыта молодым французским физиком Морисом Леви, который примерно год назад развил мезонную теорию ядерных сил. Таким образом, мы возвращаемся обратно к самому началу истории проблемы — к теории ядерных сил, давшей первое указание на псевдоскалярное взаимодействие. Последовательно используя псевдоскалярное взаимодействие, Леви оказался в состоянии объяснить явления, обусловленные ядерными силами. Наиболее важное открытие, которое он сделал, является прямым следствием псевдоскалярной мезонной теории и заключается в том, что между двумя нуклонами на малых расстояниях действуют большие силы отталкивания. Это явилось указанием, отсутствовавшим в предшествующих теориях, в которых два нуклона всегда рассматривались как совершенно фиксированные в пространстве. Из теории следовало, что два таких нуклона всегда будут сильно притягиваться, и это притяжение так велико, что они упадут друг на друга, не образовав стационарного состояния с конечной энергией связи. Открытие Леви спасло положение, так как он показал, что на малых расстояниях возникает весьма сильное отталкивание, которое предохраняет оба нуклона от падения друг на друга.

После вычислений Леви физики стали интересоваться тем, может ли псевдоскалярная теория пролить какой-бы то ни было свет на опыты по рассеянию мезонов нуклонами. Как я уже говорил, попытки объяснить эти опыты теорией слабой связи оказались полностью неудачными. Первые успехи в непосредственном применении псевдоскалярной теории были получены Дреллем и Хенли из Станфордского университета. Они смогли показать, что между мезоном и нуклоном действует потенциал того же типа, что и между двумя нуклонами в теории Леви, а именно потенциал, приводящий к чрезвычайно большим силам отталкивания на малых расстояниях. На несколько больших расстояниях имеет место при-

тяжение, главным образом в $P_{3/2}$ -состоянии. Сильное отталкивание не зависит от угла и поэтому действует прежде всего в состояниях с нулевым моментом количества движения, т. е. в S -состояниях. Теперь если вы имеете сильный отталкивательный потенциал и вычислите результирующее сечение в первом борновском приближении, вы получите исключительно важный результат. — Так как в нашем случае отталкивательный потенциал действует в S -состоянии, рассеяние изотропно. Легко видеть, что оно не должно также зависеть от энергии. Все эти результаты в точности соответствуют приближению первого порядка, о котором я говорил раньше. Заслужой Дрелля и Хенли явилось то, что они точно показали, почему результаты первого порядка ошибочны. Действительно, если вы имеете потенциал, который даёт сильное отталкивание на малых расстояниях и затем более слабое притяжение на больших расстояниях, то действие отталкивания на волновую функцию скажется в том, что она примет нулевое значение в точке, где отталкивание прекращается. Самое большое, что здесь может произойти, это то, что возникнет фазовый сдвиг, пропорциональный радиусу области отталкивания, и этот фазовый сдвиг совершенно не должен зависеть от величины потенциала отталкивания. Таким образом, Дрелл и Хенли показали не только то, что теория слабой связи «заранее» неверна, но и почему она неверна и что следует взять вместо неё.

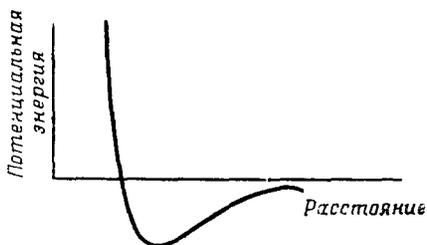


Рис. 2.

Следующий большой успех был получен в Иллинойском университете Чу, который сделал для изучения притяжения то же, что Дрелл и Хенли для отталкивания: он показал, как можно вычислить, по крайней мере в принципе, влияние сил притяжения, не пользуясь теорией возмущений. Он смог показать что для состояния $P_{3/2}$, $T = 3/2$ действительно следует ожидать резонанса, если только сделать разумные предположения о величине постоянной связи. Чу использовал псевдовекторную связь для удобства вычислений, но его теория может быть просто выражена и на языке псевдоскалярной связи.

Основываясь на всех этих работах, мы в Корнельском университете прошлой осенью принялись за исследование проблемы с самого начала, используя псевдоскалярное взаимодействие между нуклоном и мезоном. Мы смогли качественно объяснить большую часть особенностей опытов по рассеянию. Прежде всего мы получаем сильное отталкивательное взаимодействие в S -состоянии, которое даёт лишь умеренно большую S -волну при рассеянии, а это

как раз то, что следует из опытов в Чикаго и Колумбии. Затем теория даёт притяжение в состоянии $P_{3/2}$, $T = 3/2$, и фазовый сдвиг в этом состоянии может быть подобран таким, чтобы удовлетворить опыту при подходящем выборе константы связи. Таким образом, в теории имеется одна неизвестная, а именно константа связи; если остановиться на константе связи, близкой к 15, то можно хорошо объяснить наблюдаемый фазовый сдвиг, включая его зависимость от энергии. Наконец, мы находим из теории, что фазовые сдвиги для всех остальных P -состояний очень малы, и это опять же соответствует опыту. Только один пункт остался ещё необъяснённым: из опыта следует, что в S -состоянии с изотопическим спином $1/2$ существует притяжение. Но мы знаем, что теория ещё несовершенна, и хотя нам известно, что её следует перенормировать, мы только сейчас начинаем понимать, как это может быть сделано.

ВЫВОДЫ

Мне кажется, что в настоящее время можно сказать, что хотя псевдоскалярная мезонная теория ещё не может дать количественное описание опытов по рассеянию мезонов нуклонами, нет причин не верить этой теории, так как качественного расхождения между предсказаниями теории и опытами не существует.

Вопрос о ядерных силах, как я сказал, значительно более сложен. Первая попытка Леви оказалась чрезвычайно ценной, так как он показал, что в принципе теория правильно описывает поведение ядерных сил. Различные теоретики критиковали детали работы Леви, и это не является неожиданным. Однако теория может объяснить, какие силы удерживают частицы в ядре, почему эти силы велики и почему нуклоны не падают друг на друга. Она предсказывает интересное явление взаимодействия между многими телами; это значит, что взаимодействие существует не только между двумя нуклонами, но также между тремя или большим числом нуклонов, каждый из которых «окружён» своим мезоном. Вайскопф и его сотрудники показали, что это взаимодействие между многими телами имеет большое значение для понимания насыщения ядерных сил, благодаря которому могут существовать тяжёлые ядра. Из псевдоскалярной теории следуют зависимость ядерных сил от спина и существование квадрупольного момента у дейтона.

Следует сказать несколько слов об остальных мезонах. Я рассматривал только π -мезоны, масса которых близка к 300 массам электрона. Существует ряд других мезонов, со значительно большими массами. В то время, когда занимались вычислениями взаимодействий только первого порядка, некоторые физики предполагали, что, может быть, эти тяжёлые мезоны обеспечивают стабильность ядер. Мне кажется, что это неверно и что в настоящее время уже ясно, что эти тяжёлые мезоны мало влияют на строе-

ние ядра. Это опять связано с потенциалом Леви, о котором я говорил раньше и который даёт сильное отталкивание между нуклонами на расстояниях около $0,5 \cdot 10^{-13}$ см. Тяжёлые мезоны могут быть ответственны за силы, действующие на ещё меньших расстояниях, чем эти; поэтому, каковы бы ни были эти силы, они будут подавлены большими силами отталкивания, существующими во всяком случае благодаря взаимодействию нуклонов с π -мезонами. Поэтому мне кажется, что для построения удовлетворительной теории ядерных сил нет необходимости знать очень много о тяжёлых мезонах. Однако, если два нуклона сталкиваются при очень больших энергиях, они могут проникнуть в область взаимного отталкивания и при этом (как мы знаем из опыта) могут образоваться тяжёлые мезоны, которые заметным образом повлияют на механизм столкновения. Но за ядерные силы при умеренных энергиях, например внутри обычных ядер, повидимому, ответственны главным образом π -мезоны, которые связаны с нуклонами псевдоскалярным взаимодействием. Мне кажется, что извлечение из теории заключённых в ней сведений является лишь делом высокого математического мастерства.

образованной нуклонами, находящимися на замкнутых оболочках, в частности влияние этих факторов на β -распад тяжёлых ядер.

Однако этот вопрос выяснен ещё далеко недостаточно и ниже рассматриваться не будет.

Состояние теории β -распада несколько лет назад, подытоженное в известных учебниках (Грошев и Шапиро¹, Ферми², Блатт и Вейскопф³) и обзорных статьях (Бу⁴), характеризовалось следующим:

1) После преодоления экспериментальных трудностей было показано, что спектр (распределение по энергии β -частиц) разрешённых переходов прекрасно согласуется с теорией Ферми. Распределение энергии β -распада между электроном и нейтрино определяется статистическим весом соответствующих состояний. Этот результат позволил полностью отвергнуть предположение Конопинского и Юленбека⁵, согласно которому матричный элемент β -распада зависит от импульсов рождающихся частиц, т. е. от производных волновых функций. Было показано, таким образом, что в выражение матричного элемента, определяющего вероятность β -процесса, входят в виде произведения сами волновые функции четырёх частиц, участвующих в β -процессе (протон, нейтрон, нейтрино, электрон или позитрон), а не их производные.

2) Матричный элемент взаимодействия (плотность энергии взаимодействия) должен быть инвариантен относительно преобразования Лоренца — таково очевидное требование теории относительности. Из четырёх волновых функций частиц со спином $1/2$ инвариант можно составить несколькими способами. Для расчётов вероятности β -процесса удобно инвариант составлять из членов, записанных как произведение какой-то величины, зависящей только от двух волновых функций нуклонов (индекс N), и соответствующей величины, зависящей только от волновых функций лёгких частиц (индекс L).

Известно, что можно составить инвариант пятью способами: как произведение двух скаляров:

$$S = S_N \cdot S_L;$$

как скалярное произведение двух четырёхмерных векторов:

$$\begin{aligned} V &= (V_N \cdot V_L) = \sum_{i=1}^4 V_{iN} \cdot V_{iL} = \\ &= V_{0N} \cdot V_{0L} - V_{1N} \cdot V_{1L} - V_{2N} \cdot V_{2L} - V_{3N} \cdot V_{3L}; \end{aligned}$$

из двух тензоров:

$$T = \frac{1}{2} \sum_{i, k=1}^4 T_{ikN} \cdot T_{ikL},$$