же идеям, которые в 1925 г. привели его к созданию матричной механики. Можно сказать, что теория S-матрицы имеет дело лишь с *результатом* процессов столкновения, а не с детальной последовательностью явлений, происходящих в течение самого процесса. До сих пор, однако, не удалось создать удовлетворительной теории. В настоящее время не существует *фундаментальной* теории сильных взаимодействий. Было сделано много попыток создания такой теории, но результаты не кажутся очень убедительными. Возможно, будущей теорией будет полевая теория или теория, подобная теории S-матрицы, а может быть, и совершенно новая теория, которую, возможно, удастся создать кому-нибудь из читателей этой книги.

Пионы и ядерные силы

47. Совершенно очевидно, что в этой книге мы не в состоянии обсуждать детали квантовой теории поля. Для этого нужно владеть весьма сложным математическим аппаратом. С другой стороны, мы уже убедились, что основные идеи такой теории просты. Прежде чем оставить эти проблемы, рассмотрим задачу, которую первым успешно решил Хидеки Юкава в 1934 г.

Вопрос заключается в том, существуют ли частицы, связанные с ядерными силами. Иными словами, это вопрос о существовании квантов поля ядерных сил. Если такие кванты существуют, то каковы их свойства? Можно ли их наблюдать экспериментально?

Известно, что с электромагнитными силами, действующими между заряженными частицами, связана частица, а именно фотон. Известно также, что силы, связывающие нуклоны в ядро, не электромагнитного происхождения. Они гораздо сильнее электромагнитных сил и, кроме того, отличаются от них очень малым радиусом действия. На расстояниях, превышающих 10^{-12} см, ядерные силы очень быстро спадают до нуля и при расстояниях, больших 10^{-11} см, не имеют уже никакого практического значения. Приняв идеи квантовой теории поля, следует ожидать, что поле ядерных сил может проявить себя тоже в виде свободно распространяющихся волн, и нас интересует вопрос о соответствующих частицах. Подобно тому, как при столкновениях заряженных частиц испускаются фотоны, можно ожидать, что и при достаточно сильном столкновении двух нуклонов будут испущены кванты ядерного поля сил.

48. Читатель, вероятно, слышал, что такие частицы существуют и что они называются *пионами*. В 1934 г. о существовании мезонов никто не подозревал и предположение Юкавы было поистине пророческим. Ему были известны лишь два замечательных свойства ядерных сил — их большая величина и малый радиус действия, и он поставил перед собой приведенные выше вопросы. Зная свойства ядерных сил, он не только смог предсказать существование соответствующих квантов, но и указал, что их масса должна быть приблизительно в 200 раз больше массы электрона. В этой работе он, несомненно, руководствовался аналогией с электромагнитным взаимодействием.

Экспериментальное подтверждение существования мезонов Юкавы имеет сложную и драматическую историю. Примерно к 1937 г. в космическом излучении были открыты частицы с массой, близкой к 200 массам электрона. Естественно, их сочли тождественными с мезонами Юкавы. Дальнейшие исследования показали, однако, что эти частицы (теперь они известны под названием *мюонов*, или *мю-мезонов*) очень слабо взаимодействуют с веществом (т. е. с ядрами) и поэтому не могут быть частицами, ответственными за большие ядерные силы. Загадка была решена лишь в 1947 г., главным образом благодаря работам Поуэлла и его сотрудников, которые обнаружили в составе космического излучения такие частицы *). Это были пионы. Их масса близка к 270 электронным массам, они сильно взаимодействуют с ядрами и, без сомнения, должны быть отождествлены с квантами Юкавы.

К 1948 г. развитие методов ускорения частиц открыло возможности получения пионов в больших количествах при нуклон-нуклонных столкновениях высоких энергий. С этого времени началось интенсивное исследование их свойств. В настоящее время мы знаем, что пионы играют существенную роль во всех явлениях, связанных с сильными взаимодействиями.

49. Попытаемся теперь «повторить» открытие Юкавы **). Будем рассматривать силы, действующие между двумя нуклонами, по аналогии с электростатическими силами между двумя стационарными заряженными частицами и постараемся решить нашу задачу на основе предполагаемой аналогии. Следует понимать, что эта аналогия далеко не совершенна. Тем не менее она приводит к правильному фундаментальному соотношению между массой пиона и свойствами сил, действующих между двумя нуклонами.

Будем рассуждать следующим образом. Уравнения Максвелла дают описание свободно распространяющихся электромагнитных волн в отсутствие источников. *Те же самые* уравнения описывают и электростатическое поле стационарного точечного заряда, а тем самым и потенциальную энергию взаимодействия двух таких зарядов. Действительно, электростатический потенциал, созданный одним из таких зарядов, удовлетворяет волновому уравнению всюду вне заряда, и это решение волнового уравнения обладает свойством *сферической симметрии и не зависит от времени.* Предположим, что мы имеем волновое уравнение для свободно распространяющихся мезонов и хотим найти для него сферически симметричное и не зависящее от времени решение. Будем надеяться, что это решение даст нам потенциал поля ядерных сил, созданный одиночным нуклоном. Обозначим его через $V(r)$. Энергия взаимодействия двух нуклонов, находящихся на расстоянии r, должна быть пропорциональна

---

*) *Lattes C. M. G., Muirhead H., Occhialini G. P. S., Powell C. F.* Processes Involving Charged Mesons.— Nature, 1947, v. 159, p. 694; см. также: *Lattes C. M. G., Occhialini G. P. S., Powell C. F.* Observations on the Tracks of Slow Mesons in Photographic Emulsions.— Nature, 1947, v. 160, p. 453.

**) Теория Юкавы изложена им в работе: On the Interaction of Elementary Particles (Proc. Phys. Math. Soc. Japan, 1935, v. 17, p. 48).

$V(r)$. Коэффициент пропорциональности характеризует силу связи нуклона с пионным полем.

50. Волновое уравнение, которому удовлетворяет дебройлевская волновая функция пиона, представляет собой уравнение Клейна — Гордона, знакомое нам по гл. 5. Если массу пиона обозначить чер[ез] m_π и воспользоваться системой единиц, где $\hbar=c=1$, то волнов[ое] уравнение примет вид

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2}\psi(\boldsymbol{x},\ t)-\nabla^2\psi(\boldsymbol{x},\ t)=-m_\pi^2\psi(\boldsymbol{x},\ t), \qquad (50a)$$

где

$$\nabla^2\equiv\frac{\partial^2}{\partial x_1^2}+\frac{\partial^2}{\partial x_2^2}+\frac{\partial^2}{\partial x_3^2} \qquad (50b)$$

— оператор Лапласа.

Волновое уравнение (50a) описывает свойства мезонных вол[н] де Бройля в отсутствие источников. В соответствии с нашей пр[о]граммой постараемся теперь найти стационарное и сферическ[и] симметричное решение этого уравнения, которое описывало б[ы] мезонное поле вне нуклона, расположенного в начале координат. В данном случае мы имеем дело с точечным источником, а именн[о] с нуклоном, расположенным в начале координат. Поэтому решени[е] может не удовлетворять уравнению (50a) в начале координат, н[о] должно удовлетворять ему *во всем пространстве*. Мы принимае[м] это решение за потенциальную функцию и обозначаем его чере[з] $V(r)$. Оно не зависит от времени, поэтому первый член уравнени[я] (50a), представляющий собой вторую производную по времени исчезает. Уравнение принимает вид

$$\nabla^2 V(r)=m_\pi^2 V(r). \qquad (50c)$$

51. Функция $V(r)$ зависит только от расстояния $r=\sqrt{x_1^2+x_2^2+x_3^2}$, и нам следует найти результат действия оператора Лапласа н[а] такую функцию. Заметим прежде всего, что

$$\partial r/\partial x_1=x_1/r. \qquad (51a)$$

Применив правило дифференцирования сложной функции, получаем

$$\frac{\partial V(r)}{\partial x_1}=\frac{dV(r)}{dr}\frac{\partial r}{\partial x_1}=\frac{x_1}{r}\frac{dV(r)}{dr}. \qquad (51b)$$

Дифференцируя еще раз по x_1, получаем

$$\frac{\partial^2 V(r)}{\partial x_1^2}=\frac{\partial}{\partial x_1}\left(\frac{x_1}{r}\frac{dV(r)}{dr}\right)=\frac{1}{r}\frac{dV(r)}{dr}+\frac{x_1^2}{r}\frac{d}{dr}\left(\frac{1}{r}\frac{dV(r)}{dr}\right), \qquad (51c)$$

и окончательно:

$$\nabla^2 V(r)=\frac{3}{r}\frac{dV(r)}{dr}+r\frac{d}{dr}\left(\frac{1}{r}\frac{dV(r)}{dr}\right). \qquad (51d)$$

После простого преобразования правой части можно (51d) записать в виде

$$\nabla^2 V(r) = \frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}\left(r^2\frac{dV(r)}{dr}\right). \tag{51e}$$

Это важное равенство описывает действие дифференциального оператора Лапласа на функцию $V(r)$, зависящую только от расстояния r.

52. Мы пришли к обычному линейному дифференциальному уравнению второго порядка

$$\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}\left(r^2\frac{dV(r)}{dr}\right) = m_\pi^2 V(r). \tag{52a}$$

Читатель легко проверит подстановкой, что два линейно независимых решения этого уравнения имеют вид

$$r^{-1}\exp(-rm_\pi) \quad \text{и} \quad r^{-1}\exp(+rm_\pi). \tag{52b}$$

Общее решение может быть выражено в виде их линейной комбинации. Заметим, что второе решение отвечает потенциалу, который беспредельно *растет* при возрастании r, а это значит, что такое решение описывает внутринуклонные силы, которые растут с расстоянием. Ясно, что такое решение неприемлемо физически, и мы приходим к выводу, что потенциал должен быть пропорционален первому решению (52b), и получаем

$$V(r) = C' r^{-1}\exp(-rm_\pi), \tag{52c}$$

где C' — постоянная.

Мы отбросили второе решение, что является иллюстрацией важного принципа, с которым мы не раз сталкивались прежде: не каждое решение волнового уравнения квантовой механики имеет физический смысл. Физически приемлемое решение должно удовлетворять не только самому волновому уравнению, но и ряду *граничных условий*, одно из которых заключается в том, что решение не может безгранично возрастать на бесконечности.

53. Мы достигли теперь нашей цели, получив выражение для потенциальной энергии $U(r)$ двух нуклонов, находящихся на расстоянии r друг от друга:

$$U(r) = Cr^{-1}\exp(-r/\lambda\!\!\!^{-}_\pi). \tag{53a}$$

Здесь $\lambda\!\!\!^{-}_\pi = 1/m_\pi$, а C — постоянная, характеризующая связь.

Благодаря экспоненциальному множителю потенциал $U(r)$ очень быстро уменьшается с увеличением расстояния r. В качестве грубой оценки можно принять, что *область действия* потенциала имеет размер $\lambda\!\!\!^{-}_\pi$. На расстояниях много бо́льших потенциал становится пренебрежимо малым. Такая зависимость потенциала от расстояния была рассмотрена в п. 38 гл. 2.

Мы знаем теперь, что масса пиона равна 140 МэВ. Величина $\lambda\!\!\!^{-}_\pi = 1/m_\pi$ — это комптоновская длина волны для пиона. (В системе СГС $\lambda\!\!\!^{-}_\pi = \hbar/m_\pi c$.) Численное значение $\lambda\!\!\!^{-}_\pi = 1{,}4\cdot 10^{-13}$ см, и таков «радиус действия» ядерных сил. Юкава с самого начала знал, что этот радиус имеет порядок 10^{-13} см, и поэтому мог предсказать,

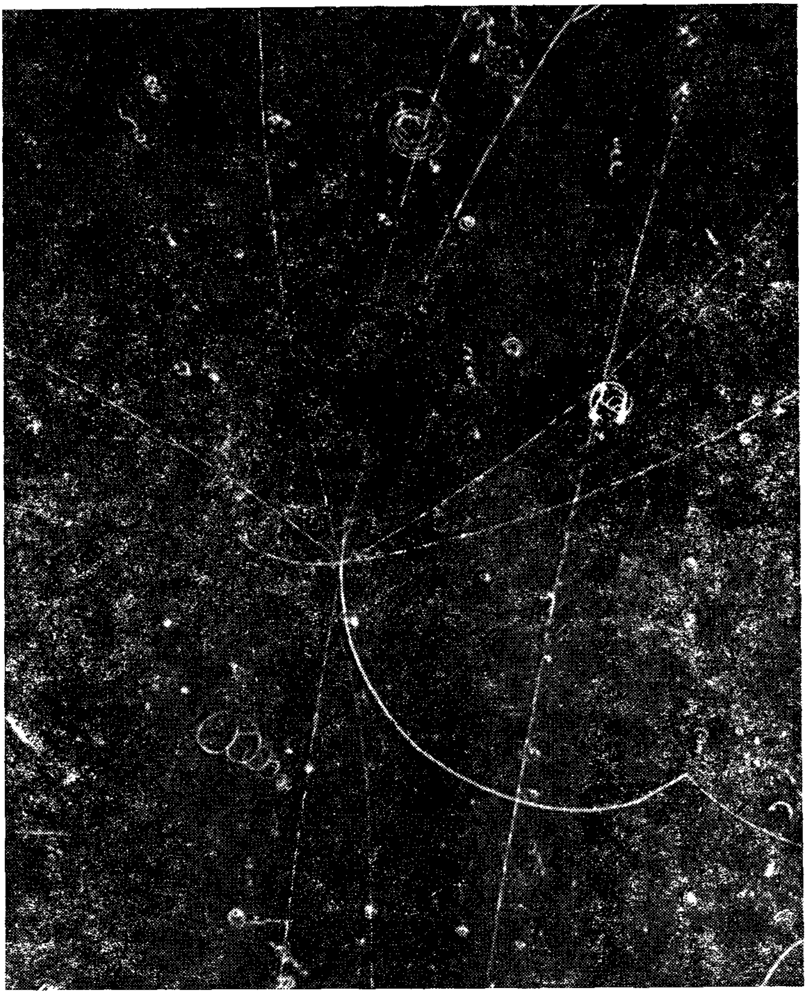

Рис. 55А. Фотография аннигиляции протона и антипротона в пузырьковой камере. Основное явление происходит в середине снимка. Антипротон приходит снизу, оставляя пунктирный, почти прямой след. При аннигиляции возникает восемь заряженных пионов. Один, направление движения которого почти противоположно движению антипротона, распадается на мюон и нейтрино. Мюон в свою очередь распадается на позитрон и два нейтрино. Мюонный след трудно отличить от пионного, но начало следа позитрона хорошо видно. Камера помещена в магнитное поле, перпендикулярное плоскости снимка. Следы отрицательных частиц отклоняются по движению часовой стрелки, следы положительных — в противоположном направлении. Медленно движущиеся частицы оставляют плотные следы, тогда как следы очень быстрых частиц кажутся «пунктирными» что масса гипотетического мезона должна быть близка к 100 МэВ, т. е. к 200 электронным массам.

Обратите внимание, что «радиус действия» обратно пропорционален массе частицы, в данном случае пиона. Частица, не имеющая массы, например фотон, отвечает силам «бесконечного радиуса действия»: потенциал $U(r)$, определяемый равенством (53а), переходит в кулоновский потенциал. Этот потенциал, разумеется, тоже уменьшается с расстоянием, но уменьшение не является экспоненциальным. Таким образом, мы пришли к некоторому пониманию связи между существованием пионов и свойствами поля ядерных сил.

54. Здесь мы рассмотрим вопрос терминологии. Часто говорят, что взаимодействие между двумя нуклонами осуществляется *обменом пионами* и, аналогично, что кулоновское взаимодействие двух заряженных частиц осуществляется *обменом фотонами*. Смысл этих утверждений в том, что взаимодействие между двумя нуклонами может быть найдено именно так, как мы это сделали, т. е. то же волновое уравнение, которое описывает распространение свободных пионов (или фотонов), описывает и силы, связанные с этими частицами. Имея дело с такой терминологией, читатель не должен думать, что нуклоны обмениваются «биллиардными шарами». «Обмен» является лишь фигуральным выражением, и это следует иметь в виду. Уяснив себе это, нет большой беды говорить «обмен частицами». Так принято. Обычно результаты открытий, «сделанных» нами на предыдущих страницах, описывают такими словами: «Две частицы могут взаимодействовать друг с другом благодаря тому, что они взаимодействуют с третьей частицей». В этом случае говорят о силах, возникающих благодаря обмену третьей частицей. Радиус действия результирующей силы обратно пропорционален массе «обмениваемой» частицы.

55. Следует внести ясность в один пункт, который может вызвать недоумение. Мы упоминали в этой главе о *нелинейном* характере уравнений квантовой теории поля. Несмотря на это, потенциал Юкавы [формула (53а)] появился в результате решения *линейного* волнового уравнения, и читатель вправе спросить, верен ли ход наших рассуждений. Такое недоумение в некоторой степени оправдано.

Рассмотренная нами линейная теория является лишь приближением, годным, когда мезонное поле или потенциал $V(r)$ не слишком велики. Поэтому потенциал Юкавы имеет смысл для расстояний, бо́льших комптоновской длины волны пиона, и может оказаться неверным для *очень* малых расстояний. Следует признать, что характер взаимодействия для таких расстояний в настоящее время неизвестен. Однако нет оснований сомневаться, что для расстояний, бо́льших 10^{-13} см, общие свойства эффективных сил правильно описываются потенциалом Юкавы. Использование линейного приближения не может поэтому изменить основного вывода о том, что радиус сил обратно пропорционален массе частицы, участвующей в «обмене».