

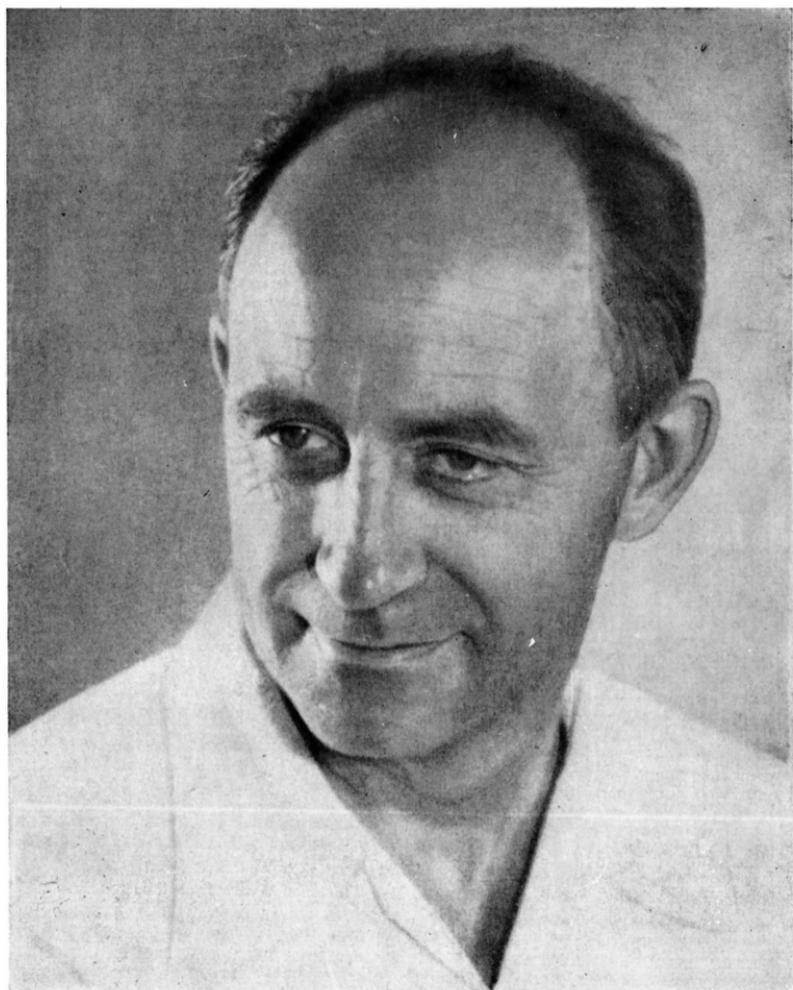
Э. Ферми

ЛЕКЦИИ
О
p-МЕЗОНАХ
и
НУКЛОНАХ

И * Л

*Издательство
иностранной
литературы*

*



Э. Ферми

**ЛЕКЦИИ
О π -МЕЗОНАХ
И НУКЛОНАХ**

Перевод с английского

С предисловием

Б. М. ПОНТЕКОРВО

**ИЗДАТЕЛЬСТВО
ИНОСТРАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ**

Москва, 1956

Книга представляет собой перевод записей лекций известного физика Энрико Ферми, которые он прочитал в Международной школе физики в Варенне (Италия). Лекции были подготовлены к печати Б. Фельдом и опубликованы в приложении к журналу *Nuovo Cimento* (Supplemento al volume II, Serie X del Nuovo Cimento, Numero 1, 1955).

Лекции посвящены изложению современных представлений об основных ядерных частицах— π -мезонах и нуклонах. В относительно простой и физически наглядной форме дается последовательное описание нуклона, системы нуклонов и системы π -мезон—нуклон; в основу описания положен весьма плодотворный метод изотопического спина. Далее полученные результаты применяются к интерпретации экспериментов по рассеянию π -мезонов на нуклонах, по изучению процессов образования мезонов в реакциях фоторождения и столкновения нуклонов, осуществляемых в современных ускорителях. В заключение рассматриваются явления поляризации нуклонов.

Перевод книги выполнен Н. Г. Биргер и Л. И. Сарычевой под редакцией Я. А. Смородинского.

Книга рассчитана на широкий круг научных работников—физиков, химиков и математиков, интересующихся современными проблемами ядерной физики, а также аспирантов и студентов соответствующих специальностей.

Редакция литературы по физике

Заведующий редакцией проф. А. А. СОКОЛОВ

ПРЕДИСЛОВИЕ К РУССКОМУ ИЗДАНИЮ

Настоящие «Лекции о π -мезонах и нуклонах» впервые были опубликованы в *Supplemento del Nuovo Cimento* в 1955 г. Они представляют собой конспекты лекций, прочитанных Энрико Ферми летом 1955 г. в Международной школе физики (Варенна). Эти лекции оказались последними в педагогической деятельности Ферми: вскоре после возвращения в США тяжелая болезнь преждевременно прервала жизнь Ферми, когда он был еще в полном расцвете своей исключительно напряженной творческой деятельности. Конспекты вначале были подготовлены студентами Вареннской школы, в распоряжении которых находились частично записанные на магнитной ленте лекции; впоследствии эти лекции были отредактированы с очень малыми изменениями одним из учеников Ферми — Б. Т. Фельдом. Следовательно, некоторая часть лекций является буквально, слово в слово, речью Ферми. С этой точки зрения лекции представляют значительный интерес для изучения титанической фигуры Ферми—экспериментатора, Ферми—теоретика, Ферми—учителя физики. Действительно, большая часть представленного здесь экспериментального и теоретического материала — результат личных исследований Ферми, а что касается педагогики, то метод изложения, язык, иногда жаргон и даже обозначения столь характерны для Ферми, что, читая некоторые отрывки книги, люди, знавшие его хорошо, вновь как бы слышат его голос и видят его перед собой — улыбающегося, у черной доски с указкой в руке.

Существует еще только одна книга Ферми, которая, как и настоящие «Лекции о π -мезонах и нуклонах», воспроизводит истинную его речь, однако она написана не им самим — это «Лекции по атомной физике». Однако эта книга

в отличие от курса лекций, прочитанных в Варенне, имеет иной характер и предназначена для широкой публики, а не для физиков-профессионалов.

Необходимо сказать, что, если бы сам Ферми занялся опубликованием лекций, их форма была бы совершенно иной. Действительно, у Ферми устная и письменная формы изложения всегда были различны. Это обусловлено тем, что Ферми до и во время лекций всегда советовал аудитории прерывать его и задавать вопросы, а следовательно, в форме изложения учитывались возможности контакта лектора и аудитории. В написанных же Ферми книгах можно отметить замечательную простоту, почти тенденцию «обходить трудности», в которой в лекциях нет необходимости.

Нет сомнений, что настоящая книга, раскрывающая уникальные качества Ферми как учителя, будет встречена с радостью и энтузиазмом советскими физиками, особенно молодежью, которой так много уделял внимания Ферми.

Б. Понтекорво.

1. ИЗОТОПИЧЕСКИЙ СПИН

1. Нуклоны

Понятие изотопического спина было введено Гейзенбергом [1] в начале 30-х годов почти сразу же после открытия нейтрона. Нейтрон и протон обладают очень близкими свойствами, поэтому естественно было попытаться описать их как различные состояния одной и той же частицы. Можно сказать, что нуклон (который я обозначу буквой \mathcal{N}) существует в двух состояниях: p (протон) или n (нейтрон). На первых порах мы будем рассматривать эту идею чисто формально и попытаемся применить ее для описания свойств обеих частиц, не требуя, чтобы она дала сразу важные результаты. В дальнейшем станет очевидно, что такое описание очень удобно и что оно имеет не только формальное содержание. Однако позвольте мне в течение некоторого времени придерживаться чисто формального рассмотрения этого понятия. Мы здесь встречаемся с так называемой дихотомической переменной, т. е. переменной, которая может принимать только два различных значения. Если мы представим, как обычно, функцию дихотомической переменной вертикальным столбцом, содержащим два числа a и b , то $f = \begin{vmatrix} a \\ b \end{vmatrix}$ — есть функция, которая для первого значения переменной принимает значение a , а для второго — значение b .

В физике накоплено много сведений относительно поведения функций дихотомических переменных. В первый раз с ними столкнулись, когда Паули [2] разрабатывал теорию частиц со спином $1/2$, который также описывается дихотомической переменной. Чтобы определить состояние, можно сказать, что спин направлен «вверх» или «вниз». Существуют стандартные линейные операторы, действующие на переменные такого типа, а именно; операторы Паули.

Мы рассмотрим единичный оператор $\begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix}$ и три оператора Паули:

$$\begin{vmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{vmatrix}, \begin{vmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{vmatrix}, \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{vmatrix}.$$

Мы получили группу из четырех линейных операторов, которая обладает следующим свойством: сами эти операторы и их линейные комбинации представляют все возможные линейные операторы для любой функции дихотомической переменной. Для нас безразлично, описывает ли эта переменная спин или одно из двух состояний нуклона (протон или нейтрон).

Обозначим далее

$$2\tau_1 \equiv \begin{vmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{vmatrix}, \quad 2\tau_2 \equiv \begin{vmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{vmatrix}, \quad 2\tau_3 \equiv \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{vmatrix}.$$

Удобство введения множителя 2 будет ясно при дальнейшем изложении. Что означает, например, оператор $2\tau_1$, когда он применяется к функции, описывающей состояние p ? В наших обозначениях функция, представляющая протонное состояние, запишется так:

$$p = \begin{vmatrix} 1 \\ 0 \end{vmatrix}.$$

Аналогично, мы введем функцию $n = \begin{vmatrix} 0 \\ 1 \end{vmatrix}$, которая представляет нейтронное состояние.

Тогда

$$\begin{vmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{vmatrix} p = \begin{vmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} 1 \\ 0 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 0 \\ 1 \end{vmatrix} = n$$

представляет собой линейную операцию, переводящую функцию $\begin{vmatrix} 1 \\ 0 \end{vmatrix}$ с помощью квадратной матрицы $\begin{vmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{vmatrix}$ в функцию $\begin{vmatrix} 0 \\ 1 \end{vmatrix}$. Итак, $2\tau_1$ переводит p в n и, как можно показать, обратно n в p . Таким образом, $2\tau_1$ есть оператор обмена протон \rightleftharpoons нейтрон. Аналогично можно понять и смысл остальных операторов.

Теперь рассмотрим еще одно применение введенного формализма, которое показывает, что он заслуживает внимания даже в том случае, когда мы имеем дело с един-

ственным нуклоном (надо сознаться, однако, что в этом случае сам формализм в какой-то мере излишен).

Рассмотрим операторы $(1/2 + \tau_3)$ и $(1/2 - \tau_3)$:

$$\left(\frac{1}{2} + \tau_3\right) = \begin{vmatrix} 1/2 & 0 \\ 0 & 1/2 \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} 1/2 & 0 \\ 0 & -1/2 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{vmatrix}, \quad (1.1a)$$

поэтому

$$\left(\frac{1}{2} + \tau_3\right)p = p; \quad \left(\frac{1}{2} + \tau_3\right)n = 0; \quad (1.1б)$$

аналогично,

$$\left(\frac{1}{2} - \tau_3\right) = \begin{vmatrix} 1/2 & 0 \\ 0 & 1/2 \end{vmatrix} - \begin{vmatrix} 1/2 & 0 \\ 0 & -1/2 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix}, \quad (1.1в)$$

поэтому

$$\left(\frac{1}{2} - \tau_3\right)n = n, \quad \left(\frac{1}{2} - \tau_3\right)p = 0. \quad (1.1г)$$

Это так называемые операторы проектирования.

Рассмотрим далее нуклон, который может находиться в протонном состоянии с определенной амплитудой a и в нейтронном состоянии с амплитудой b :

$$\mathfrak{N} = \begin{vmatrix} a \\ b \end{vmatrix} = ap + bn.$$

Применяя оператор $(1/2 + \tau_3)$ к волновой функции $ap + bn$, получаем

$$\left(\frac{1}{2} + \tau_3\right)(ap + bn) = ap.$$

Другими словами, этот оператор выделяет (проектирует) из смеси состояний часть, соответствующую протону. Именно поэтому оператор $(1/2 + \tau_3)$ и называется оператором проектирования для протона. Аналогично $(1/2 - \tau_3)$ представляет собой оператор проектирования для нейтрона.

Предположим, что мы хотим записать гамильтониан для нуклона, не фиксируя его состояния (протон или

нейтрон). Что надо сделать для этого? Пусть H_p и H_n представляют собой соответственно гамильтонианы для протона и нейтрона. Например, в простейшем случае их можно записать в следующей форме:

$$H_p = \frac{p^2}{2M_p} + U_p(x), \quad H_n = \frac{p^2}{2M_n} + U_n(x). \quad (1.2)$$

Вообще говоря, эти гамильтонианы различны, так как силы, действующие на протон, отличаются от сил, действующих на нейтрон. Это станет ясно, если мы рассмотрим, например, электрические силы. Часть потенциала может представлять собой потенциал кулоновских сил, не влияющих на нейтрон и действующих лишь на протон. Части, соответствующие кинетической энергии, также различны благодаря малой, но все же существующей разнице в массах протона и нейтрона.

Дальнейшей нашей задачей является составление гамильтониана для нуклона вне зависимости от того, является ли последний протоном или нейтроном (а также для случая, который может сейчас показаться бессмысленным, когда частица является в одно и то же время и нейтроном и протоном). Это легко сделать, используя определения операторов проектирования. Напишем выражения для гамильтониана H нуклона

$$\begin{aligned} H &= H_p \left(\frac{1}{2} + \tau_3 \right) + H_n \left(\frac{1}{2} - \tau_3 \right) = \\ &= \frac{H_p + H_n}{2} + (H_p - H_n) \tau_3. \end{aligned} \quad (1.3)$$

Я утверждаю, что для нуклона это правильный гамильтониан. Это можно показать следующим образом: нуклонная волновая функция зависит от координат, причем под x подразумеваются не только пространственные, но и спиновые координаты. Дополнительно должна существовать, как я пока буду ее называть, зарядовая координата, которая указывает, является ли частица протоном или нейтроном. Операторы изотопического спина τ действуют на функции зарядовых координат. Таковую волновую функ-

цию можно всегда записать в следующем виде:

$$\psi(x, c) = \begin{vmatrix} \psi_1(x) \\ \psi_2(x) \end{vmatrix} = \psi_1(x) \begin{vmatrix} 1 \\ 0 \end{vmatrix} + \psi_2(x) \begin{vmatrix} 0 \\ 1 \end{vmatrix} = \psi_1(x) p + \psi_2(x) n; \quad (1.4)$$

здесь $\psi_1(x)$ и $\psi_2(x)$ — пара функций, зависящих только от x . После этих предварительных замечаний постараемся решить, что происходит, если такой гамильтониан действует на функцию типа

$$H \{ \psi_1(x) p + \psi_2(x) n \} = H_p \psi_1(x) p + H_n \psi_2(x) n.$$

Таким образом, действие H на волновую функцию сводится к действию гамильтониана H_p на ее протонную часть и гамильтониана H_n — на нейтронную. Если наша волновая функция состоит только из протонной части, то оператор и действует на нее как на волновую функцию протона; если же волновая функция состоит только из нейтронной части, то оператор действует на нее как на волновую функцию нейтрона.

2. Система, состоящая из двух нуклонов

До сих пор мы могли рассматривать лишь как любопытный факт то обстоятельство, что можно написать гамильтониан, который правильно описывает нуклон, независимо от того, представляет ли он собой протон или нейтрон. Это был чисто формальный подход, и мы не вкладывали в него никаких физических представлений. Мы могли бы, например, рассматривать протон и электрон и, используя тот же тип формализма, ввести переменные, которые определяли бы, является ли частица протоном или электроном (две совершенно различные частицы), и записать гамильтониан, который действовал бы правильно на волновую функцию частицы, будь то протон или электрон. Плодотворность такого представления станет нам ясна, когда мы перейдем к случаю двух нуклонов, который мы будем теперь рассматривать. Обозначим переменные, относящиеся к одному из двух нуклонов, одним штрихом (x' , c'), а переменные, характеризующие другой нуклон, —

двумя штрихами (x'' , c''). Обозначим аналогично и операторы τ' ($\tau'_1, \tau'_2, \tau'_3$) и τ'' ($\tau''_1, \tau''_2, \tau''_3$). Пусть $\psi(x', x'', c', c'')$ представляет собой волновую функцию нашей системы. Остановимся далее на смысле различных возможных значений двух зарядовых координат (c' , c''), которые указывают, является ли частица протоном или нейтроном. Прямым обобщением предыдущего случая мы получаем, что для двух нуклонов имеются 4 зарядовые возможности (pp , pp , pn , pn), и, следовательно, волновая функция системы может быть записана так:

$$\begin{aligned} \psi(x', x'', c', c'') = \\ = p(c') p(c'') \psi_1(x', x'') + n(c') n(c'') \psi_2(x', x'') + \\ + p(c') n(c'') \psi_3(x', x'') + n(c') p(c'') \psi_4(x', x''). \quad (2.1) \end{aligned}$$

В этом случае полная волновая функция состоит из четырех частей, содержащих четыре функции пространственных и спиновых координат обоих нуклонов.

Попытаемся теперь проделать для двух нуклонов то, что ранее было сделано для одного, а именно, найти гамильтониан, который правильно действует на все зарядовые состояния. При этом я хотел бы начать с некоторого упрощения, а именно, пренебречь различием масс протона и нейтрона. Общее значение массы мы обозначим через M . Такое допущение не играет существенной роли, но зато упрощает многие детали. В гамильтониан должны войти члены, содержащие потенциальную энергию. Обозначим через U_{pp} потенциальную энергию взаимодействия двух протонов, а через U_{nn} — потенциальную энергию взаимодействия двух нейтронов. Естественно, что U_{nn} отличается от U_{pp} , поскольку U_{pp} содержит кулоновскую часть, отсутствующую в U_{nn} . Известно, что в том случае, когда одна частица представляет собой протон, а другая — нейтрон, простейшая форма потенциала не годится вследствие наличия потенциала обменных сил. Мы знаем, что ядерные силы между протоном и нейтроном определяются в основном двумя членами. Первый член проявляется непосредственно как обычная потенциальная энергия, второй член, соответствующий потенциальной энергии, — при учете обменных сил между двумя частицами. В теории ядерных сил рассматриваются различные формы обменных

сил. Так, например, Майорана учитывает обмен пространственными координатами и оставляет неизменными спиновые, тогда как Гейзенберг рассматривает обмен как пространственных, так и спиновых координат. Для нашего обсуждения не существенен вопрос о форме обмена. Однако, поскольку в наших обозначениях пространственные и спиновые координаты не различаются, нам значительно удобнее использовать обмен в форме Гейзенберга. Обозначим обменный оператор через E_x , тогда

$$E_x \psi(x', x'') = \psi(x'', x'). \quad (2.2)$$

Если мы имеем две частицы, одна из которых является протоном, а другая — нейтроном, то потенциал U можно записать в виде суммы двух частей:

$$U = V + WE_x. \quad (2.3)$$

Таким образом,

$$U\psi(x', x'') = V\psi(x', x'') + W\psi(x'', x'). \quad (2.4)$$

Предположим, что $\psi(x', x'')$ — симметричная функция, т. е. $\psi(x', x'') = \psi(x'', x')$; тогда $U\psi = (V + W)\psi$. Если допустить, что $\psi(x', x'')$ антисимметрична, то $U\psi = (V - W)\psi$.

Отметим далее, что любую функцию можно записать в виде суммы симметричной и антисимметричной частей, как это видно из следующего тождества:

$$\psi(x', x'') = \frac{\psi(x', x'') + \psi(x'', x')}{2} + \frac{\psi(x', x'') - \psi(x'', x')}{2}. \quad (2.5)$$

симметричная антисимметричная

Разделив нашу функцию на симметричную и антисимметричную части, мы можем записать потенциал в простой форме

$$U_s = V + W, \quad U_a = V - W. \quad (2.6)$$

Написанные выражения представляют собой потенциалы для случая, когда функция ψ соответственно симметрична или антисимметрична.

Это, естественно, приводит нас к обсуждению свойств симметрии нуклонной волновой функции. При рассмотрении свойств симметрии мы должны применять принцип Паули, согласно которому полная волновая функция антисимметрична относительно перестановки всех координат

обоих нуклонов. При таком обмене необходимо учитывать также и зарядовую координату c . Таким образом, из принципа Паули следует, что правильная волновая функция меняет знак при перестановке всех координат, т. е.

$$\psi(x', x'', c', c'') = -\psi(x'', x', c'', c'). \quad (2.7)$$

Используя прежнее выражение для ψ , мы получаем для условия антисимметрии

$$\begin{aligned} & p(c') p(c'') \psi_1(x', x'') + n(c') n(c'') \psi_2(x', x'') + \\ & + p(c') n(c'') \psi_3(x', x'') + n(c') p(c'') \psi_4(x', x'') = \\ & = -\{p(c') p(c'') \psi_1(x'', x') + n(c') n(c'') \psi_2(x'', x') + \\ & + p(c'') n(c') \psi_3(x'', x') + n(c'') p(c') \psi_4(x'', x')\}. \quad (2.8) \end{aligned}$$

Это тождество представляет собой следствие принципа Паули, одного из наиболее хорошо установленных законов квантовой механики. Условия, при которых удовлетворяется это тождество, записываются следующим образом:

для коэффициентов $p(c') p(c'')$,

$$\psi_1(x', x'') = -\psi_1(x'', x') \quad (2.9 \text{ а})$$

для коэффициентов $n(c') n(c'')$,

$$\psi_2(x', x'') = -\psi_2(x'', x') \quad (2.9 \text{ б})$$

для коэффициентов $p(c') n(c'')$,

$$\psi_3(x', x'') = -\psi_4(x'', x') \quad (2.9 \text{ в})$$

для коэффициентов $n(c') p(c'')$,

$$\psi_4(x', x'') = -\psi_3(x'', x') \quad (2.9 \text{ г})$$

Написанная система уравнений содержит все требования симметрии.

Первые два относятся к случаям, когда обе частицы являются соответственно либо протонами, либо нейтронами; последние два — к случаям, когда первая частица является протоном, а вторая — нейтроном, и наоборот. Последние два условия нельзя использовать непосредственно. Однако, складывая и вычитая выражения (2.9в) и (2.9г), можно привести их к более удобному виду. Если мы положим

$$\psi_5 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_3 + \psi_4) \quad \text{и} \quad \psi_6 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_3 - \psi_4), \quad (2.10)$$

то из приведенных выражений следует

$$\psi_5(x', x'') = -\psi_5(x'', x') \text{ (антисимметричная функция)} \quad (2.11)$$

и

$$\psi_6(x', x'') = \psi_6(x'', x') \text{ (симметричная функция)}. \quad (2.12)$$

Теперь мы упростим выражение для $\psi(x', x'', c', c'')$.

Подставляя $\psi_3 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_5 + \psi_6)$ и $\psi_4 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_5 - \psi_6)$, получаем

$$\psi(x', x'', c', c'') = pp\psi_1 + nn\psi_2 + \frac{pn+np}{\sqrt{2}}\psi_5 + \frac{pn-np}{\sqrt{2}}\psi_6, \quad (2.13)$$

где ψ_6 —симметричная, а ψ_1, ψ_2, ψ_5 —антисимметричные функции. Отметим, что все симметричные части $pp, nn, pn+np$ умножаются соответственно на антисимметричные функции ψ_1, ψ_2, ψ_5 , в то время как антисимметричная часть $pn-np$ умножается на симметричную функцию ψ_6 .

В том случае, когда обе частицы являются протонами, гамильтониан, действующий на часть волновой функции, содержащую множитель pp , имеет вид

$$H_{pp} = \frac{p'^2 + p''^2}{2M} + U_{pp}. \quad (2.14)$$

Аналогично, для части, содержащей множитель nn , применяется гамильтониан, описывающий два нейтрона:

$$H_{nn} = \frac{p'^2 + p''^2}{2M} + U_{nn}. \quad (2.15)$$

Будем считать, что на ψ_5 действует гамильтониан

$$H_a = \frac{p'^2 + p''^2}{2M} + U_a, \quad (2.16)$$

а на ψ_6 —гамильтониан

$$H_s = \frac{p'^2 + p''^2}{2M} + U_s. \quad (2.17)$$

Мы имеем теперь все необходимое, чтобы написать общий гамильтониан, который автоматически дает соответствующее разделение, а именно, обеспечивает применение к каждой части волновой функции гамильтониана нужного типа. Это требует использования операторов проектирования, выбирающих из смеси зарядовых состояний различные

части. Легко видеть, что оператор проектирования, выбирающий pp , запишется так:

$$O_{pp} = \left(\frac{1}{2} + \tau'_3 \right) \left(\frac{1}{2} + \tau''_3 \right). \quad (2.18)$$

Аналогично,

$$O_{nn} = \left(\frac{1}{2} - \tau'_3 \right) \left(\frac{1}{2} - \tau''_3 \right). \quad (2.19)$$

Заметим, что оператор $(1/2 + \tau'_3)(1/2 - \tau''_3)$ выбирает pn . Нам же нужен оператор, который выбирает $(pn + np)/\sqrt{2}$ и $(pn - np)/\sqrt{2}$.

Я сейчас напишу эти операторы; проверку правильности их выбора я предлагаю сделать в качестве упражнения. Оператор, выбирающий антисимметричную часть ψ_5 , имеет вид

$$O_a = \frac{1}{4} + \tau'_1 \tau''_1 + \tau'_2 \tau''_2 - \tau'_3 \tau''_3. \quad (2.20)$$

Аналогично, оператор, выбирающий симметричную часть ψ_6 , имеет вид

$$O_s = \frac{1}{4} - \tau'_1 \tau''_1 - \tau'_2 \tau''_2 - \tau'_3 \tau''_3. \quad (2.21)$$

Таким образом, гамильтониан двух нуклонов имеет следующую форму:

$$H = H_{pp} O_{pp} + H_{nn} O_{nn} + H_a O_a + H_s O_s. \quad (2.22)$$

До сих пор мы использовали только одно физическое условие (кроме принципа Паули), а именно, приближительное равенство масс протона и нейтрона. Введем теперь еще один физический принцип—зарядовую независимость ядерных сил. Мы постулируем равенство сил, действующих между двумя протонами, двумя нейтронами и между протоном и нейтроном, при условии, что в последнем случае волновая функция двух нуклонов антисимметрична $[\psi_a(x', x'')]$. Такое предположение в какой-то степени подтверждается экспериментально. Существующее, как известно, различие в силах объясняется кулоновскими силами, которые во многих ядерных явлениях (особенно в легких ядрах) играют лишь второстепенную роль.

Таким образом, мы имеем

$$H_{pp} = H_{nn} = H_a. \quad (2.23)$$

В гамильтониан H_s входит безусловно другая потенциальная энергия. Потенциал, соответствующий наблюдаемому антисимметричному состоянию, например виртуальному состоянию дейтрона, равен приблизительно 10 Мэв , тогда как потенциал, соответствующий симметричному состоянию (связанный дейтрон), равен приблизительно 20 Мэв . Следовательно, эти потенциалы отличаются примерно вдвое. Гамильтониан можно записать тогда в виде

$$H = H_a(O_{pp} + O_{nn} + O_a) + H_s O_s. \quad (2.24)$$

Подставляя сюда выражения для операторов проектирования, получаем

$$\begin{aligned} H &= H_a \left(\frac{3}{4} + \tau' \cdot \tau'' \right) + H_s \left(\frac{1}{4} - \tau' \cdot \tau'' \right) = \\ &= \frac{3H_a + H_s}{4} + (H_a - H_s) \tau' \cdot \tau'', \end{aligned} \quad (2.25)$$

где мы положили

$$\tau' \cdot \tau'' = \tau'_1 \tau''_1 + \tau'_2 \tau''_2 + \tau'_3 \tau''_3. \quad (2.26)$$

Первый член (2.25) не зависит от зарядовых операторов. Второй член содержит некую аналогию скалярного произведения $\tau' \cdot \tau''$, которая является, однако, скаляром не в обычном пространстве, а соответствует скаляру относительно ортогональных преобразований осей 1, 2, 3 в зарядовом пространстве. Из инвариантной структуры гамильтониана относительно вращения в зарядовом пространстве можно получить целый ряд следствий. Уравнение (2.25) является приближенным вследствие пренебрежения кулоновскими силами.

Для нуклона τ состоит из τ_1, τ_2, τ_3 , которые с точностью до множителя 2 являются операторами Паули. Эти операторы были введены для представления спиновых моментов количества движения и имеют все формальные свойства последних. Мы можем сказать, что в отношении своих математических свойств $\tau'_1 \dots \tau'_3$ подчиняются тем же правилам, что и компоненты моментов количества движения. Однако три направления, обозначенные как 1, 2, 3, теперь уже представляют собой направления не в обычном про-

пространстве, а в некотором воображаемом пространстве, которое мы будем называть зарядовым или изотопическим спиновым пространством.

Свойства моментов количества движения в обычном пространстве можно перенести теперь на изотопическое спиновое пространство. Например, если τ —вектор в зарядовом пространстве, то можно определить скалярное произведение двух векторов для двух нуклонов ($\tau' \cdot \tau''$) и их сумму ($\mathbf{T} = \tau' + \tau''$); вектор \mathbf{T} можно назвать полным изотопическим спином системы. Гамильтониан (2.25) инвариантен относительно изменений координатной системы в изотопическом пространстве (например, относительно жесткого вращения), т. е. представляет собой скаляр. Поэтому полный изотопический спин и его компоненты должны быть интегралами движения, аналогично тому, что вектор момента количества движения есть интеграл движения, когда гамильтониан инвариантен относительно вращения в обычном пространстве. Так же как и операторы Паули, τ_1, τ_2, τ_3 подчиняются следующим перестановочным соотношениям:

$$\left. \begin{aligned} [\tau' \tau'] &= i\tau', \\ [\tau'' \tau''] &= i\tau'', \\ [\mathbf{T}\mathbf{T}] &= i\mathbf{T}. \end{aligned} \right\} \quad (2.27)$$

Используя (2.27), можно получить, что с гамильтонианом коммутируют следующие операторы: T_1, T_2, T_3, T^2 . Таким образом,

$$[HT_1] = 0, \quad [HT_2] = 0, \quad [HT_3] = 0, \quad [HT^2] = 0 \quad (2.28)$$

и, следовательно, T_1, T_2, T_3, T^2 представляют собой интегралы движения. Так как H —скаляр, а формальное рассмотрение в обоих случаях одинаково, то свойства обычного момента количества движения могут быть использованы для исследования зависимости волновой функции двух нуклонов от изотопического спина. Можно выбрать диагональное представление T^2 и T_3 , где

$$\begin{aligned} T_{op}^2 &= T(T+1), \\ T_{3op} &= T, T-1, \dots -T \end{aligned} \quad (2.29)$$

(T —целое или полуцелое).

Как и момент количества движения системы, состоящей из двух электронов, T принимает значение 0 или 1. Другим свойством, которое также следует из подобной аналогии, является то, что все состояния с постоянным T обладают одной и той же энергией и в действительности являются одним и тем же состоянием, если отвлечься от различных направлений в изотопическом пространстве.

Прежде чем закончить рассмотрение системы из двух нуклонов, мы обсудим поправку к схеме зарядовой независимости, которая покажет нам, где эта схема неверна. Мы можем сразу написать по крайней мере один член, которым мы пренебрегли ранее и который следует добавить к гамильтониану (2.25). Этот член описывает кулоновское взаимодействие, и его, конечно, надо учитывать только в том случае, если оба нуклона являются протонами. Этот дополнительный член можно записать в форме

$$+ \frac{e^2}{r} O_{pp},$$

где e^2/r —кулоновская энергия обоих зарядов, а оператор проектирования O_{pp} , определенный выше [см. (2.18)], выбирает случай, когда оба нуклона суть протоны. Используя (2.18), мы получаем следующее выражение для дополнительного члена к гамильтониану (2.25):

$$\frac{e^2}{r} O_{pp} = \frac{e^2}{r} \left\{ \frac{1}{4} + \frac{\tau'_3 + \tau''_3}{2} + \tau'_3 \tau''_3 \right\}. \quad (2.30)$$

Новый гамильтониан уже не является инвариантом в изотопическом пространстве. Рассматривая коммутацию H с компонентами вектора полного изотопического спина, легко показать, что

$$[HT_1] \neq 0, \quad [HT_2] \neq 0.$$

Однако даже и в этом случае $[HT_3] = 0$ (сохранение заряда), т. е. $T_3 = \tau'_3 + \tau''_3$ коммутирует со всеми членами нового гамильтониана.

3. Система, состоящая из многих нуклонов

Предшествующие рассуждения можно сразу обобщить на систему, состоящую из многих нуклонов. Рассмотрим систему из A нуклонов, каждый из которых характери-

зуется вектором изотопического спина $\mathbf{T}^{(1)}, \mathbf{T}^{(2)}, \dots, \mathbf{T}^{(A)}$. Что же касается гамильтониана, то мы не очень много знаем даже о двух нуклонах, не говоря уже о системе многих нуклонов. В частности, в последнем случае могут играть значительную роль силы между тремя нуклонами. Так же как и в случае двух нуклонов, мы постулируем, что гамильтониан для A нуклонов инвариантен относительно вращения в изотопическом пространстве и, следовательно, является скаляром. Таким образом, полный вектор изотопического спина

$$\mathbf{T} = \mathbf{T}^{(1)} + \mathbf{T}^{(2)} + \dots + \mathbf{T}^{(A)} \quad (3.1)$$

будет иметь все свойства вектора момента количества движения и должен быть интегралом движения. Представление о зарядовом операторе, который в случае одного нуклона имеет форму $(1/2 + \tau_i)$ и собственные значения 1 (протон) или 0 (нейтрон), можно распространить и на систему, если определить зарядовый оператор ядер как сумму зарядовых операторов всех нуклонов:

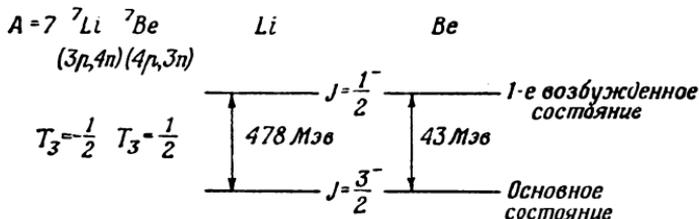
$$Q = \sum_{j=1}^A \left(\frac{1}{2} + \tau_j^{(j)} \right) = \frac{A}{2} + T_3. \quad (3.2)$$

Поскольку заряд ядер, так же как число нуклонов, является постоянным, то величина T_3 также должна оставаться постоянной. По этой причине T_3 является точным интегралом движения. Остальные компоненты изотопического спина можно считать интегралами движения лишь приближенно. В этом смысле T_3 занимает особое положение, поскольку здесь нет аналогии с вектором момента количества движения, у которого все компоненты существенно эквивалентны.

Далее, можно классифицировать состояние ядер по мультиплетности изотопического спина. Возможными состояниями T являются

$$T = \begin{cases} A/2 \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ 0 \end{cases}, \quad A - \text{четное}; \quad T = \begin{cases} A/2 \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ 1/2 \end{cases}, \quad A - \text{нечетное} \quad (3.3)$$

Каждое состояние системы нуклонов характеризуется некоторым значением T ; для выбранной величины T проекция T_3 может принимать значения $T, T-1, \dots, -T$. Например, для случая $T=1$ компонента T_3 может иметь значения $1, 0, -1$, которые образуют изотопический триплет, состоящий из трех соседних изобар, соответствующих зарядам $(A/2)+1, A/2$ и $(A/2)-1$. Для $T=1/2$ имеет место изотопиче-



Фиг. 1. Энергии и моменты количества движения основного и первого возбужденного состояний для изотопического спинового дублета ${}^7\text{Li}$ - ${}^7\text{Be}$.

ский дублет. Одним из первых обнаруженных дублетов была пара ${}^7\text{Li}_3$ - ${}^7\text{Be}_4$ (фиг. 1). Действительно, основные состояния этих ядер весьма схожи (если пренебречь поправочными членами, в частности членом, обусловленным кулоновским потенциалом), тогда как первые возбужденные состояния этих ядер образуют другой хорошо известный изотопический дублет.

Заканчивая рассмотрение формализма изотопического спина в применении к ядрам, интересно отметить, что многие реакции (например, испускание α -частиц), которые на основании законов сохранения энергии, момента количества движения и четности должны проходить весьма интенсивно, в действительности идут с малой вероятностью. Часто это является следствием того обстоятельства, что в подобных реакциях не сохраняется изотопический спин.

4. Система, состоящая из нуклонов и π -мезонов

Возможные значения изотопического спина π -мезонов могут быть получены из фундаментального уравнения Юкавы

$$\mathfrak{N} \rightleftharpoons \mathfrak{N} + \pi. \quad (4.1)$$

Мы предположим, что в этой реакции изотопический спин сохраняется. Из того факта, что \mathfrak{N} имеет изотопический спин $\frac{1}{2}$, и из обычного правила векторного сложения моментов количества движения следует, что для π -мезонов $T=1$ или 0. Поскольку известно, что π -мезоны существуют в трех зарядовых состояниях (положительные, нейтральные и отрицательные), что соответствует изотопическому триплету, для них следует выбрать значение $T=1$. Заметим, что вид зарядовых операторов π -мезонов и нуклонов различен. Для π -мезонов компонента T_3 дает заряд непосредственно без добавления $\frac{1}{2}$:

$$\text{Заряд мезонов} = T_3 = \begin{cases} +1 & \text{для } \pi^+ \\ 0 & \text{для } \pi^0 \\ -1 & \text{для } \pi^- \end{cases} \quad (4.2)$$

Таким образом, полный заряд системы, состоящей из A нуклонов и B π -мезонов, равен

$$\sum_A \left(\frac{1}{2} + \tau_3 \right) + \sum_B \tau_3 = \frac{A}{2} + T_3, \quad (4.3)$$

где T_3 —третья компонента полного изотопического спина, остающаяся постоянной, поскольку и заряд и число нуклонов неизменны.

Постулируем теперь, что и для системы нуклонов и π -мезонов гамильтониан является приближенно скалярным инвариантом в зарядовом пространстве. Так же как и в случае системы, состоящей из одних нуклонов, эту гипотезу можно применять, лишь пренебрегая кулоновскими силами и различием масс нейтрона и протона, с одной стороны, и заряженного и нейтрального π -мезона—с другой.

Из этого постулата следует, что суммарный изотопический спин (т. е. его три проекции и величина) является интегралом движения и, кроме того, имеет все формальные свойства вектора момента количества движения.

Мы рассмотрим систему, состоящую из нуклона и π -мезона (\mathfrak{N} , π). Мы уже видели, что для нуклона $\tau(\mathfrak{N}) = \frac{1}{2}$, а для π -мезона $\tau(\pi) = 1$. Тогда полный изотопический спин T может принимать два значения: $T = \frac{3}{2}$ и $T = \frac{1}{2}$.

Для зарядовых состояний мы введем следующие обозначения: n^+ — что означает $n + \pi^+$ и т. д. Таким образом, существуют шесть возможных зарядовых состояний: p^+ , p^0 , p^- , n^+ , n^0 , n^- , которые мы назовем «физическими зарядовыми состояниями», поскольку они доступны непосредственному наблюдению (напомним для аналогии, что заданная комбинация орбитального и спинного моментов количества движения образует смесь состояний с различными возможными значениями полного момента). Обозначим через χ_3 состояние, для которого $T = 3/2$; чтобы различать зарядовые состояния, будем писать сверху индекс, указывающий величину $2T_3$.

Для $T = 3/2$

$$T_3 = \begin{cases} 3/2 \\ 1/2 \\ -1/2 \\ -3/2 \end{cases}; \quad \text{Заряд} = \frac{A}{2} + T_3 = \begin{cases} 2 \\ 1 \\ 0 \\ -1 \end{cases} \quad (4.4)$$

и мы получаем четыре функции $\chi_3^{(3)}$, $\chi_3^{(1)}$, $\chi_3^{(-1)}$, $\chi_3^{(-3)}$. Вообще через $\chi_{2T}^{2T_3}$ будет обозначаться волновая функция, соответствующая изотопическому спину T и зарядовому состоянию T_3 .

Для системы, состоящей из нуклона и π -мезона, имеются следующие волновые функции:

$$T = 3/2$$

$$\chi_3^{(3)} = p^+, \quad (4.5a)$$

$$\chi_3^{(1)} = \sqrt{2/3} p^0 + \sqrt{1/3} n^+, \quad (4.5б)$$

$$\chi_3^{(-1)} = \sqrt{2/3} n^0 + \sqrt{1/3} p^-, \quad (4.5в)$$

$$\chi_3^{(-3)} = n^-, \quad (4.5г)$$

$$T = 1/2$$

$$\chi_1^{(1)} = \sqrt{1/3} p^0 - \sqrt{2/3} n^+, \quad (4.5д)$$

$$\chi_1^{(-1)} = -\sqrt{1/3} n^0 + \sqrt{2/3} p^-. \quad (4.5е)$$

Численные множители, использованные в соотношениях (4.5), представляют собой коэффициенты Клебса—Жордана. Все функции χ ортогональны. Конечное состояние с $T = 3/2$ можно реализовать экспериментальным путем, бомбардируя водород π^+ -мезонами; аналогичным путем в принципе можно получить состояние n^- с $T = 3/2$.

Однако состояние с $T = 1/2$ нельзя получить в чистом виде посредством одной комбинации нуклон—мезон.

II. ЭКСПЕРИМЕНТЫ С π -МЕЗОНАМИ И НУКЛОНАМИ

5. Рассеяние мезон—нуклон

Введем амплитуды рассеяния S_3 и S_1 в состояниях с различными изотопическими спинами:

$$\begin{aligned} e^{ikz} \chi_1 &\rightarrow S_1 \chi_1, \\ e^{ikz} \chi_3 &\rightarrow S_3 \chi_3. \end{aligned} \quad (5.1)$$

Здесь первые члены соответствуют начальному состоянию (плоская волна, описывающая падающий π -мезон), а остальные—конечному состоянию (рассеянный π -мезон).

При рассеянии положительных π -мезонов на протонах может возникнуть лишь p^+ - состояние. Поэтому амплитуда для этого случая будет S_3 .

Для случая рассеяния π^- -мезонов на протонах начальное состояние есть смесь $\chi_3^{(-1)}$ и $\chi_1^{(-1)}$.

Из соотношений (4.5в) и (4.5е) получаем следующие выражения:

$$\begin{aligned} n^0 &= \sqrt{\frac{2}{3}} \chi_3^{(-1)} - \sqrt{\frac{1}{3}} \chi_1^{(-1)}, \\ p^- &= \sqrt{\frac{1}{3}} \chi_3^{(-1)} + \sqrt{\frac{2}{3}} \chi_1^{(-1)}. \end{aligned} \quad (5.2)$$

Таким образом, опуская общий верхний индекс — 1, мы можем написать

$$\begin{aligned}
 (\rho^-) \exp [ikz] &= \sqrt{\frac{1}{3}} \chi_3 \exp [ikz] + \sqrt{\frac{2}{3}} \chi_1 \exp [ikz] \rightarrow \\
 \rightarrow \sqrt{\frac{1}{3}} \chi_3 S_3 + \sqrt{\frac{2}{3}} \chi_1 S_1 &= \sqrt{\frac{1}{3}} \left(\sqrt{\frac{2}{3}} n^0 + \sqrt{\frac{1}{3}} \rho^- \right) S_3 + \\
 &+ \sqrt{\frac{2}{3}} \left(-\sqrt{\frac{1}{3}} n^0 + \sqrt{\frac{2}{3}} \rho^- \right) S_1 = \\
 &= n^0 \sqrt{2} \frac{(S_3 - S_1)}{3} + \rho^- \frac{(S_3 + 2S_1)}{3}.
 \end{aligned}
 \tag{5.3}$$

В этом уравнении первый член описывает рассеяние с перезарядкой, а второй—упругое рассеяние.

В настоящее время возможно на опыте осуществить бомбардировку протонов как положительными, так и отрицательными π -мезонами. Например, фазотрон Чикагского университета ускоряет протоны до энергий 460 Мэв. Протоны, ударяясь в бериллиевую мишень, образуют положительные и отрицательные π -мезоны. (Для получения π -мезонов особенно удобно использовать мишень из бериллия.)

Около 10% протонов, соударяясь с мишенью, вызывают ядерные взаимодействия, причем лишь в нескольких процентах случаев ядерные взаимодействия приводят к образованию π -мезонов. Число их равно примерно 10^{10} — 10^{11} в 1 сек.

При соударениях образуются также и нейтральные мезоны, но они распадаются со временем жизни $\sim 10^{-14}$ сек.; продукты распада мезонов можно устранить до их попадания в измерительное устройство.

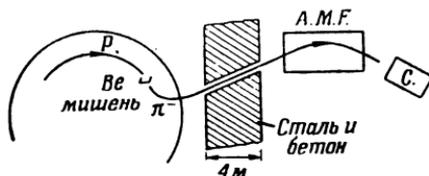
Отрицательные π -мезоны отклоняются магнитным полем фазотрона, проходят через отверстие в защите, состоящей из бетона и стали (толщина 4 м), и далее, прежде чем попасть в регистрирующее устройство, очищаются с помощью дополнительного магнитного поля (А. М. Ф.), как показано на фиг. 2.

Положительные π -мезоны получают аналогично путем изменения направления магнитного поля фазотрона на обратное. Однако в этом случае нельзя получить пучок такой

же интенсивности и энергии, как в случае отрицательных π -мезонов, поскольку при этом наблюдаемые π -мезоны испускаются в обратном направлении.

При подобных наблюдениях используют счетчики, диффузионную камеру Вильсона и фотографические пластинки.

На фиг. 3 показана схема типичной установки со сцинтилляционными счетчиками. В действительности, пучок π -мезонов недостаточно чист, поскольку в нем всегда есть



Фиг. 2. Схематическое изображение способа получения пучка отрицательных π -мезонов на фазотроне Чикагского университета.

значительная примесь μ -мезонов; последние легко различаются, так как при одном и том же отклонении в магнитном поле их пробег отличен от пробега π -мезонов. То же самое относится и к электронной компоненте, которая иногда присутствует.

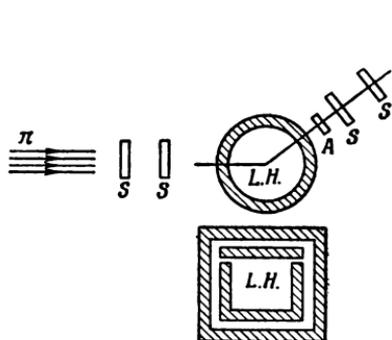
Если мы нанесем на график интенсивность пучка N как функцию толщины поглотителя R , то получим кривую, подобную представленной на фиг. 4, по которой можно определить количество примеси в пучке.

Наблюдение π -мезонов удобно также производить с помощью фотографических пластинок, насыщаемых водородом (число протонов в единице объема сравнимо с соответствующей величиной для жидкого водорода). При этом используется метод просмотра пластинок, при котором ищутся случаи, аналогичные изображенному на фиг. 5. В том месте, где наблюдается такой случай, возможно, произошло рассеяние π -мезон—нуклон. Затем исследуется компланарность и соотношения между углами α и β .

В такого рода измерениях можно также использовать диффузионную камеру Вильсона, наполненную водородом,

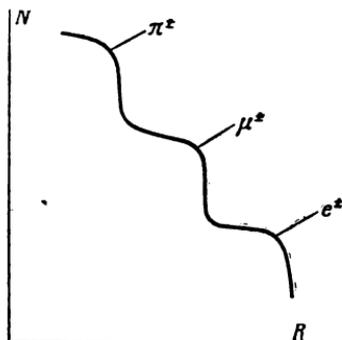
существенным преимуществом которой является то, что она содержит только водород.

В настоящее время разработана также весьма многообещающая пузырьковая камера. Хильдебранд в Чикагском университете получил хорошие следы, используя жидкостную камеру, наполненную пентаном.



Фиг. 3. Типичная установка для наблюдения рассеяния π -мезонов на протонах.

S —сцинтилляционные счетчики; A —счетчик антисовпадений, используемый в том случае, когда нужно отделить фотоны от заряженных π -мезонов; $L. H.$ —жидкий водород. Подходящий контейнер можно сделать из пеностирола, удельный вес которого равен всего $0,03 \text{ г/см}^3$ и который легко поддается механической обработке.



Фиг. 4. Зависимость числа отсчетов для пучка π -мезонов от толщины поглотителя.

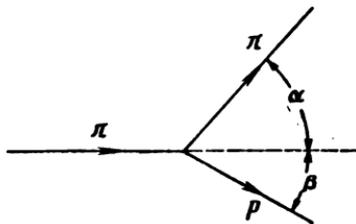
Высота ступеней пропорциональна количеству различных компонент в пучке.

Можно непосредственно экспериментально исследовать три процесса, представленные в первом столбце табл. 1. Мы видели, что амплитуды рассеяния этих процессов выражаются через величины S_3 и S_1 ; амплитуды рассеяния для состояний с изотопическими спинами $T = 3/2$ и $T = 1/2$ соответственно представлены в табл. 1.

Процесс $p^+ \rightarrow p^+$ определяется прямо амплитудой S_3 , поскольку p^+ есть чистое состояние с $T = 3/2$. Так как p^- и n^0 представляют смеси состояний с $T = 3/2$ и $T = 1/2$, то амплитуда $[(S_3/3) + (2S_1/3)]$ описывает упругое рассеяние отрицательных π -мезонов на протонах, а амплитуда $\sqrt{2}(S_3 - S_1)/3$ —рассеяние с перезарядкой. Чтобы завершить анализ рассе-

яния и найти сечения, следует получить выражение для S_1 и S_3 .

Выражение для S_3 и S_1 , которое мы приведем, было получено при упрощающем предположении о наличии лишь s - и p -состояний. Законность такого предположения неоднократно обсуждалась, однако совершенно ясно, что это приближение может оправдываться лишь при достаточно малых энергиях.



Фиг. 5. Наблюдавшийся в фотоэмульсии случай, соответствующий рассеянию π -мезон—протон.

В принципе в рассеяние вносят вклад волны с большими моментами количества движения; этот вклад увеличивается с увеличением энергии. Так, можно сказать, что при достаточно малых энергиях преобладает s -состояние и что лишь при больших энергиях

вклад p -состояния будет заметен. При еще больших энергиях следует ожидать, что возрастет роль d -волн и состояний с еще более высокими моментами.

Мы увидим, что имеются надежные доказательства аномально сильного взаимодействия в p -состоянии; это является доводом в пользу включения в анализ и s - и p -состояний. Можно надеяться, что при интересующих нас энергиях d -состояние не играет значительной роли. Мы можем сделать такое предположение не только потому, что оно согласуется с общей закономерностью в роли различных членов, но также и потому, что у нас нет оснований считать взаимодействие в d -состоянии столь же сильным, как и в p -состоянии. Если мы примем такое предположение, то проблема вычисления S_1 и S_3 сведется к обычной проблеме теории столкновений, в которой все эффекты выражаются через сдвиг фаз.

Единственным усложняющим обстоятельством, которое следует принять во внимание, является спин нуклона; например, для S_3 нужно ввести еще один индекс, указывающий направление спина нуклона в начальном состоянии. Мы будем рассматривать рассеяние π -мезонной волны, распространяющейся вдоль оси z . Спин нуклона мишени может

быть направлен либо параллельно, либо антипараллельно этому направлению. Мы будем различать эти две возможности с помощью верхних индексов α и β , соответствующих направлениям спина вверх (или вниз). Таким образом, вместо S_3 мы теперь будем писать S_3^α и S_3^β .

Таблица 1

АМПЛИТУДЫ ВОЗМОЖНЫХ
ПРОЦЕССОВ РАССЕЯНИЯ
ЗАРЯЖЕННЫХ МЕЗОНОВ
НА ВОДОРОДЕ

Процесс	Амплитуда
$p^+ \rightarrow p^+$	S_3
$p^- \rightarrow p^-$	$\frac{1}{3}S_3 + \frac{2}{3}S_1$
$p^- \rightarrow n^0$	$(\sqrt{\frac{2}{3}})(S_3 - S_1)$

Таблица 2

ОБОЗНАЧЕНИЯ СДВИГОВ
ФАЗ РАССЕЯНИЯ ДЛЯ СЛУЧАЯ,
КОГДА УЧИТЫВАЮТСЯ ЛИШЬ
s- И p-ВОЛНЫ

	$s_{1/2}$	$p_{1/2}$	$p_{3/2}$
$T = \frac{3}{2}$	α_3	α_{31}	α_{33}
$T = \frac{1}{2}$	α_1	α_{11}	α_{13}

Введем, далее, сдвиг фаз для состояний с различными моментами количества движения. В s-состоянии суммарный момент определяется исключительно спином нуклона; это может иметь место при условии, что $J = \frac{1}{2}$. Для p-состояний спин нуклона может быть либо параллелен, либо антипараллелен орбитальному моменту p-волны ($l=1$), и, следовательно, имеется две возможности ($J = \frac{1}{2}$ и $J = \frac{3}{2}$), как и в обычных дублетных состояниях. Следовательно, мы имеем три состояния, различающихся орбитальным и полным моментами, каждому из которых мы должны приписать свой сдвиг фаз. Если мы будем учитывать два возможных состояния изотопического спина, то число этих состояний должно быть удвоено. Таким образом, всего мы имеем шесть комбинаций трех возможных состояний с различными моментами количества движения и двух возможных зарядовых состояний. Соответствующих сдвигов фаз будет также шесть; их обозначения приведены в табл. 2.

Можно ожидать, что все явления рассеяния в некотором интервале малых энергий описываются этими шестью ве-

личинами α . В частности, S_3 выражается через α_3 , α_{31} и α_{33} , а S_1 —через α_1 , α_{13} и α_{11} . Выражения для S_3^α и S_3^β имеют следующий вид:

$$\left(\begin{array}{c} S_3^\alpha \\ S_3^\beta \end{array} \right) = \frac{\exp [ikr]}{kr} \left[\{e_3 + (2e_{33} + e_{31}) \cos \theta\} \left(\begin{array}{c} \alpha \\ \beta \end{array} \right) \pm \right. \\ \left. \pm (e_{31} - e_{33}) \sin \theta \exp [\pm i\varphi] \left(\begin{array}{c} \beta \\ \alpha \end{array} \right) \right], \quad (5.4)$$

где $\exp [ikr]/kr$ описывает уходящую сферическую волну, а e_{31} , e_{33} и e_3 имеют следующий смысл:

$$\left. \begin{array}{l} e_{31} = \exp [2i\alpha_{31}] - 1, \\ e_{33} = \exp [2i\alpha_{33}] - 1, \\ e_3 = \exp [2i\alpha_3] - 1. \end{array} \right\} \quad (5.5)$$

Первый член в (5.4) соответствует процессу, происходящему без изменения ориентации спина, второй—с изменением ориентации.

Выражения для S_1^α и S_1^β имеют такой же вид; единственное различие заключается в том, что e_{31} заменяется на e_{11} и т. д. Интенсивность рассеянной волны можно получить, вычисляя сумму квадратов модулей коэффициентов в (5.4) для одного направления спина и складывая ее с суммой квадратов модулей коэффициентов для другого направления спина. Тогда мы получим сумму, в которой один из членов не зависит от угла θ , другой пропорционален $\cos \theta$, а третий пропорционален $\cos^2 \theta$. Следовательно, мы получим угловое распределение следующего вида:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = a + b \cos \theta + c \cos^2 \theta. \quad (5.6)$$

Если, далее, мы будем учитывать d -состояние, но не будем учитывать состояний с более высокими моментами количества движения, то в (5.6) появятся члены с $\cos^3 \theta$ и $\cos^4 \theta$. Вообще учет каждого следующего состояния с большим моментом будет приводить к появлению следующих двух членов в разложении по степеням $\cos \theta$.

Имеется еще одно усложняющее обстоятельство, которое мы не учитывали в проведенном выше рассмотрении рассеяния в s - и p -состояниях. Мы имеем в виду возмущение, обусловленное кулоновским рассеянием, которое интерферирует с чисто ядерным. Рассмотрим простейший случай рас-

сеяния $p^+ \rightarrow p^+$, при анализе которого не возникают трудности, связанные с перезарядкой. Представим себе на минуту, что мы можем «включать» и «выключать» попеременно либо кулоновские силы, либо чисто ядерное взаимодействие. Если остаются лишь кулоновские силы, то будет иметь место резерфордское рассеяние. Последнее характеризуется очень большим сечением на малых углах, которое, однако, быстро уменьшается (как четвертая степень угла θ). Поэтому вклад $(d\sigma/d\Omega)_{\text{кул.}}$ очень велик при малых углах и делается практически пренебрежимым при углах, больших $30\text{--}40^\circ$.

Теперь возникает вопрос относительно интерференционного эффекта, когда имеют место оба типа рассеяния. Точная формула была получена Ван-Говом [3], однако влияние этого фактора можно в хорошем приближении учесть и с помощью следующего рассмотрения: разобьем выражение $d\sigma/d\Omega$ для ядерного рассеяния на две части, одна из которых $[(d\sigma/d\Omega)_1]$ когерентна с кулоновским рассеянием, а другая $[(d\sigma/d\Omega)_2]$ некогерентна. Так как сечение пропорционально квадрату амплитуды, то

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left[\sqrt{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_1} + \sqrt{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{кул.}}} \right]^2 + \left[\sqrt{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_2} \right]^2. \quad (5.7)$$

Когерентная часть амплитуды $\sqrt{(d\sigma/d\Omega)_1}$ соответствует случаю, когда спин нуклона «не перевертывается», тогда как некогерентная часть $\sqrt{(d\sigma/d\Omega)_2}$ соответствует случаю, когда спин «перевертывается», поскольку известно, что основной вклад в кулоновское рассеяние вносят процессы, не сопровождаемые изменением ориентации спина. Интерференция ядерного и кулоновского рассеяния может быть как положительной, так и отрицательной в зависимости от знака амплитуды ядерного рассеяния, что и позволит нам определить этот знак, как будет показано ниже.

Оставляя на время в стороне вопрос об эффекте, обусловленном кулоновскими силами (который в большинстве случаев приводит лишь к незначительным поправкам), мы можем провести сравнение с опытом. Было проведено много экспериментов, в которых при различных энергиях изучались интересующие нас реакции:

$$p^+ \rightarrow p^+; \quad p^- \rightarrow p^- \quad \text{и} \quad p^- \rightarrow n^0.$$

Для этих реакций исследовалось угловое распределение, которое в каждом отдельном случае описывалось выражением вида $a + b \cos \theta + c \cos^2 \theta$. Поэтому экспериментальные результаты дают сведения о величинах a^+ , b^+ , c^+ (из углового распределения в $p^+ \rightarrow p^+$ реакции), a^- , b^- , c^- (из реакции $p^- \rightarrow p^-$) и a^0 , b^0 , c^0 (из рассеяния с перезарядкой $p^- \rightarrow n^0$).

Эти девять величин составляют максимум сведений, который может дать эксперимент, при условии, конечно, что приведенная выше формула правильна. Было сделано много попыток установить, насколько значительную роль играет примесь состояний с высокими моментами количества движения, особенно при больших энергиях. Однако весьма ограниченная точность экспериментов не позволяет пока прийти к однозначному заключению. Поэтому мы можем сказать, что если состояния с большими моментами и играют какую-нибудь роль, то она слишком мала, чтобы ее можно было заметить в настоящее время.

Поэтому я предлагаю пренебречь этими членами и считать, что для каждой энергии эксперимент дает нам значение девяти величин a^+ , b^+ , c^+ и т. д. Определение шести сдвигов фаз α_3 , α_1 , α_{33} , ... из девяти экспериментальных коэффициентов является задачей, в которой уравнений больше, чем искомым величин. Эта задача имеет решение, если теория правильна. Можно, конечно, найти ее решение (в пределах экспериментальных ошибок, которые довольно велики) даже и тогда, когда существует заметное отклонение от закона сохранения изотопического спина.

Можно, например, в качестве первого этапа рассмотреть рассеяние лишь отрицательных π -мезонов. Другими словами, остановимся вначале на шести коэффициентах a^- , b^- , c^- , a^0 , b^0 , c^0 и определим из них величины шести сдвигов фаз. Далее мы можем вычислить коэффициенты a^+ , b^+ , c^+ для рассеяния положительных π -мезонов и сравнить их с прямыми измерениями. В известном смысле это есть наиболее прямой путь проверки теории, дающий вполне удовлетворительные результаты. Однако на этом пути мы, к сожалению, встречаемся со следующими неопределенностями. Предположим, что я следую такой схеме и найду из шести уравнений шесть неизвестных коэффициентов. Тогда я получу ряд решений, определяющих весьма близкие значения коэффи-

циентов a^+ , b^+ , c^+ , так что и такой метод, по-видимому, не приводит к однозначному решению.

При пренебрежении кулоновским рассеянием мы, в частности, встречаемся с неопределенностью, заключающейся в том, что изменение знака всех сдвигов фаз не меняет углового распределения. Именно в этом пункте кулоновские силы играют большую роль. Поскольку кулоновское рассеяние хорошо исследовано, то имеется возможность определить знак ядерного сдвига фаз по знаку интерференционного члена. Подобные исследования были проведены в большом числе работ, однако я не могу сказать, что полученные результаты носят окончательный характер. Тем не менее они дают основание считать, что знак, который я получаю в результате, правилен с вероятностью 90%. Я приведу ряд значений сдвигов фаз, не противоречащих экспериментальным данным. Такое решение ни в коей мере не является единственным, но оно по ряду причин является настоящим временем кажется наиболее вероятным.

Эти решения были впервые найдены Гликсманом [4] и основаны на предположении, что только α_3 , α_1 и α_{33} отличны от нуля. Это сильное, хотя и не достаточно оправданное предположение дает результаты, которые легко согласовать с экспериментом. При таком упрощении Гликсман нашел, что α_{33} приблизительно пропорционально η^3 ¹⁾. Коэффициент при η^3 не является, строго говоря, постоянным, а изменяется от 0,26 *рад* при малых энергиях до 0,31 *рад* при более высоких энергиях. Величина α_{33} становится равной 90°, что характерно для резонанса, при $\eta = 1,7$ (энергия в лабораторной системе координат немного меньше 200 *Мэв*). Экспериментальные данные, относящиеся к сдвигу фаз α_3 и α_1 , несколько запутаны. Экспериментальные точки показаны на фиг. 6, на которой изображена также проходящая через них некая «разумная» кривая.

Полученные ранее данные, доложенные на конференции в Рочестере в 1953 г. [5], по-видимому, показывали, что величина α_3 положительна при очень малых энергиях и становится отрицательной при несколько более высоких энергиях. Однако полученные за последнее время данные,

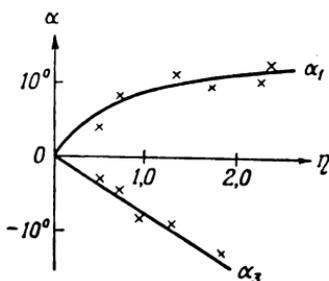
¹⁾ η — импульс мезона в системе центра масс, выраженный в единицах μc (μ — масса покоя π -мезона).

кажется, подтверждают более простое решение, представленное на фиг. 6.

Орѐ [6] собрал все имеющиеся данные при малых энергиях и предположил, что в этой области α_3 и α_1 определяются соотношениями

$$\begin{aligned}\alpha_3 &= -0,11 \eta, \\ \alpha_1 &= +0,16 \eta.\end{aligned}\quad (5.8)$$

Величина $|\alpha_3|$, по-видимому, линейно возрастает с η в достаточно большом интервале, хотя довольно трудно предсказать, что произойдет при больших энергиях; наоборот, α_1 достигает «плато» при угле $\sim 10^\circ$ и поведение этой величины при больших энергиях совершенно неясно (см. фиг. 6).



Фиг. 6. Экспериментальные сдвиги фаз s -волны как функция $\eta = p/\mu c$ для π -мезонов в системе центра масс.

В этой связи я хочу заметить, что в анализе Орѐ большее внимание уделялось опытам по рассеянию π -мезонов, чем экспериментам по фотоэффекту. Существует соотношение [7] между фотоэффектом и разностью между α_1 и α_3 вблизи $\eta = 0$.

Как показывают лучшие данные по фотоэффекту, отношение $(\alpha_1 - \alpha_3)/\eta$ равно $\sim 0,21$ вместо $0,27$, согласно Орѐ. Это соответствует расхождению в значении интенсивности на величину $(0,27/0,21)^2 = 1,65$.

6. Интерпретация сдвига фаз

Мы подытожили наши экспериментальные сведения о сдвиге фаз при взаимодействии π -мезон—нуклон. Теперь возникает вопрос о том, какие количественные выводы мы должны сделать из рассмотрения сдвигов фаз. Рассмотрим систему из двух частиц, например π -мезона и нуклона. Если они находятся далеко друг от друга, то наши представления об этой системе столь же полны, как и о любой другой системе двух тел; однако они очень ограничены, если расстояние между частицами мало (скажем, меньше радиуса взаимодействия r_0).

Для простоты мы предположим, что взаимодействие между двумя частицами описывается потенциалом с малым радиусом действия r_0 . Для состояния с определенным зарядом и моментом количества движения мы можем написать уравнение для $r\psi = u(r)$; функция $u(r)$ удовлетворяет радиальному уравнению Шредингера

$$u'' + \left[p^2 - \frac{l(l+1)}{r^2} - 2mU(r) \right] u = 0. \quad (6.1)$$

Мы пользуемся системой единиц, в которой $\hbar = c = 1$; m — приведенная масса и $p^2 = 2mE$. Точное решение (6.1) может быть получено лишь для области $r > r_0$; для значений $r < r_0$ это невозможно, если неизвестен потенциал. Разделим уравнение (6.1) на уравнение для внутренней части ($r < r_0$), о которой мы можем сказать очень мало, и уравнение для внешней части ($r > r_0$).

Для внешней части имеем

$$u'' + \left[p^2 - \frac{l(l+1)}{r^2} \right] u = 0. \quad (6.2)$$

Общее решение (6.2) есть линейная комбинация двух основных решений. С учетом нормировки их можно записать следующим образом:

$$\sqrt{\frac{\pi}{2}} pr J_{l+1/2}(pr) \equiv J(pr), \quad (6.3)$$

$$\sqrt{\frac{\pi}{2}} pr N_{l+1/2}(pr) \equiv N(pr), \quad (6.4)$$

где J и N — функции Бесселя. Функция J регулярна при $r = 0$, в то время как N имеет в этой точке особенность. Для больших значений r асимптотическое выражение этих двух решений имеет вид

$$J \rightarrow \sin\left(pr - \frac{\pi l}{2}\right) \quad \text{и} \quad N \rightarrow \cos\left(pr - \frac{\pi l}{2}\right). \quad (6.5)$$

При малых значениях r

$$J \rightarrow \frac{(pr)^{l+1}}{(2l+1)!} \quad \text{и} \quad N \rightarrow \frac{(2l-1)!!}{(pr)^l}. \quad (6.6)$$

Двойной факториал («!!») означает произведение, включающее лишь нечетные числа, т. е. $(2l+1)!! \equiv 1 \cdot 3 \cdot 5 \dots (2l+1)$.

При отсутствии взаимодействия решение должно быть регулярно в нуле и поэтому в качестве решения следует выбрать функцию J . Однако при наличии взаимодействия следует ожидать, что при $r > r_0$ решение $u(r)$ будет линейной комбинацией обоих асимптотических решений, т. е. будет иметь вид $aJ + bN$.

Эта линейная комбинация может быть определена, если известен сдвиг фаз. Для сдвига фаз, равного α , мы имеем асимптотическое решение $\sin[pr - (\pi l/2) + \alpha]$ вместо выражения $\sin(pr - \pi l/2)$, соответствующего нулевому сдвигу.

Таким образом, асимптотическое выражение для решения с учетом сдвига фаз можно записать в виде

$$\sin\left(pr - \frac{\pi l}{2}\right) \cos \alpha + \cos\left(pr - \frac{\pi l}{2}\right) \sin \alpha.$$

В области $r > r_0$ точное решение запишется так:

$$u(r > r_0) = J \cos \alpha + N \sin \alpha. \quad (6.7)$$

Поскольку значение α можно определить из экспериментальных данных, то мы можем, следовательно, вычислить коэффициенты. В окрестности r_0 для малых значений импульсов и, следовательно, малых pr (предполагая для простоты $pr_0 \ll 1$) мы можем использовать приближения (6.6). В этом случае решение имеет вид

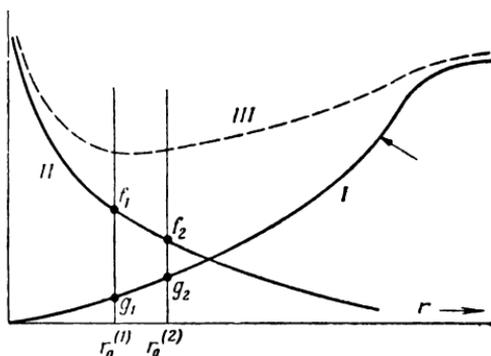
$$u(r) \approx \cos \alpha \frac{(pr)^{l+1}}{(2l+1)!!} + \sin \alpha \frac{(2l-1)!!}{(pr)^l}. \quad (6.8)$$

Для малых α , когда $\cos \alpha \approx 1$, $\sin \alpha \approx \alpha$, на фиг. 7 схематически изображено невозмущенное решение J (в отсутствие сдвига фаз), а также поправка, обусловленная сдвигом фаз αN и истинное решение, полученное сложением обеих кривых. Для значений $r < r_0$ приведенное решение не имеет физического смысла.

Теперь возникает вопрос: какова величина возмущения, обусловленного сдвигом фаз? Ясно, что она зависит от величины r_0 . Так, если $r_0 = r_0^{(1)}$ (см. фиг. 7), то возмущение характеризуется величиной $(f_1/g_1)^2$, а если $r = r_0^{(2)}$, то величиной $(f_2/g_2)^2$; эти величины сильно отличаются друг от друга.

Теперь мы покажем, что для состояний с моментом количества движения l сдвиг фаз α при малых энергиях пропорционален ρ^{2l+1} .

Рассмотрим потенциальную функцию $U(r)$ на расстоянии r_0 ; точный вид ее при $r < r_0$ неизвестен. В окрестности точки r_0 решения $u(r)$ уравнения (6.2), а также их



Фиг. 7. Схематическое изображение радиальной сферической волны $u(r)$ для взаимодействия с радиусом r_0 .

I — невозмущенное решение (J); II — поправка (αN); III — истинное решение (сумма кривых I и II). Стрелкой отмечено значение r , по прохождении которого невозмущенное решение начинает осциллировать и переходит при больших r в синусоиду.

производные, вычисленные для $r < r_0$ и $r > r_0$, должны иметь одинаковые значения:

$$u(r_0 + \varepsilon) = u(r_0 - \varepsilon), \quad u'(r_0 + \varepsilon) = u'(r_0 - \varepsilon). \quad (6.9)$$

Отсюда следует, что отношение $u(r)/u'(r)$ должно быть одним и тем же при подходе к r_0 слева и справа. Положим

$$\rho \equiv \frac{u_l(r_0)}{u'_l(r_0)} = \rho(E) \quad (6.10)$$

и допустим, что функция $\rho(E)$ вычислена из внешнего решения.

Предполагая, что внешнее решение имеет форму (6.8), для значения $r = r_0$ получаем

$$\rho(E) = \frac{\cos \alpha \frac{(pr_0)^{l+1}}{(2l+1)!!} + \sin \alpha \frac{(2l-1)!!}{(pr_0)^l}}{(l+1) \cos \alpha \frac{p^{l+1}r^l}{(2l+1)!!} - l \sin \alpha \frac{(2l-1)!!}{p^l r_0^{l+1}}}. \quad (6.11)$$

Отсюда следует

$$\operatorname{tg} \alpha = \left[\frac{(l+1)\rho(E) - r_0}{l\rho(E) + r_0} \right] \frac{(pr_0)^{2l+1}}{(2l+1)!!(2l-1)!!}. \quad (6.12)$$

Здесь сдвиг фаз α выражен через $\rho(E)$.

Вблизи порога функцию $\rho(E)$ можно заменить ее значением в нуле. Для малых значений E это дает хорошее приближение. Таким образом, для малых значений p , а следовательно, и малых α $\operatorname{tg} \alpha \approx \alpha$ и $\alpha = \operatorname{const} \cdot p^{2l+1}$, что и требовалось доказать.

При возрастании E зависимость α от p будет содержать члены более высокой степени, чем $2l+1$. Таким образом, мы можем представить коэффициенты (6.12) как разложение по степеням E :

$$\operatorname{tg} \alpha \approx [Y_0 + Y_1 E + \dots] \frac{(pr_0)^{2l+1}}{(2l+1)!!(2l-1)!!}. \quad (6.13)$$

Заметим, что первая поправка к сдвигу фаз дает член, пропорциональный p^{2l+3} , а не p^{2l+2} .

Ясно, что, не зная ρ , нельзя вычислить α . Однако для большей части значений ρ коэффициент в (6.12) имеет величину порядка единицы¹⁾.

Лишь в относительно небольшом интервале значений ρ , а именно в области $\rho \approx -r_0/l$, коэффициент становится

¹⁾ Это, конечно, верно лишь при $l \geq 1$. Для $l=0$ (6.13) дает

$$\operatorname{tg} \alpha = \left[\frac{\rho(E) - r_0}{r_0} \right] pr_0. \quad (6.14)$$

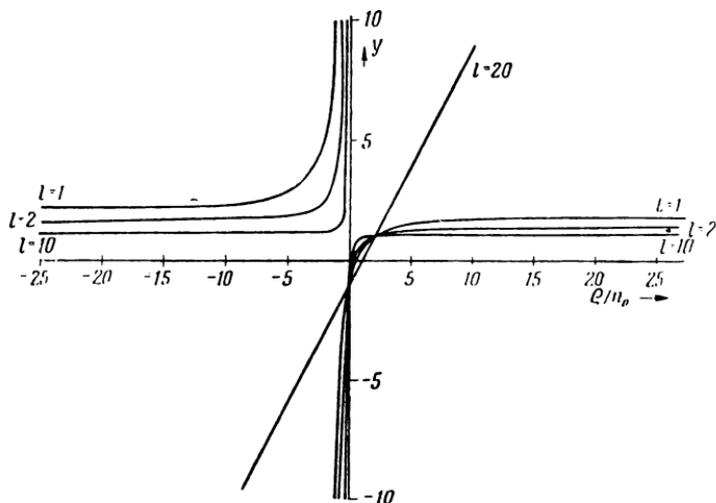
Поведение коэффициента Y в (6.12) и (6.14) для разных значений l показано на фиг. 8:

$$\operatorname{tg} \alpha = Y \frac{(pr_0)^{2l+1}}{(2l+1)!!(2l-1)!!}, \quad Y \equiv \frac{(l+1)\rho(E) - r_0}{l\rho(E) + r_0}.$$

очень большим. Таким образом, если бы величина α удовлетворяла неравенству

$$\alpha \gg \frac{(pr_0)^{2l+1}}{(2l+1)!!(2l-1)!!},$$

то это указывало бы на наличие исключительных условий, заслуживающих дополнительного рассмотрения.



Фиг. 8. Зависимость сдвига фаз от волновой функции на границе взаимодействия.

Значения произведения факториалов в знаменателе формулы (6.12) приведены в табл. 3.

Быстрое возрастание знаменателя с увеличением l является еще одним доводом в пользу того, что мы можем пренебречь сдвигом фаз вблизи порога при $l \geq 2$.

Постараемся теперь оценить по сдвигу фаз действительную величину возмущения, вносимого взаимодействием. С этой целью оценим отношение полной возмущен-

Таблица 3
ЗНАЧЕНИЯ ФАКТОРИАЛОВ
В ЗНАМЕНАТЕЛЕ
ФОРМУЛЫ (6.12)

l	$(2l+1)!!(2l-1)!!$
0	1
1	3
2	45
3	1575

ной волновой функции (6.7) к невозмущенной функции $J(pr)$. Квадрат этого отношения можно назвать «коэффициентом усиления». Его величина характеризует обусловленное взаимодействием увеличение вероятности того, что две частицы будут находиться «в контакте».

Для малых значений p

$$\cos \alpha \approx 1, \quad \sin \alpha \approx \alpha \approx ap^{2l+1},$$

$$\text{Невозмущенная волновая функция} \approx \frac{(pr)^{l+1}}{(2l+1)!!},$$

$$\text{Возмущающий член} \approx ap^{2l+1} \frac{(2l-1)!!}{(pr)^l}.$$

Волновая функция с учетом сдвига фаз представляет собой сумму приведенных выше выражений:

$$\frac{(pr)^{l+1}}{(2l+1)!!} + ap^{2l+1} \frac{(2l-1)!!}{(pr)^l}.$$

Коэффициент усиления (к. у.) тогда равен

$$\text{к. у.} = \left\{ 1 + \frac{a(2l+1)!!(2l-1)!!}{r_0^{2l+1}} \right\}^2. \quad (6.15)$$

Для s - и p -волн используем полученные ранее сдвиги фаз для малых энергий при $T = 3/2$ и $T = 1/2$ (табл. 4).

Таблица 4

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ
СДВИГОВ ФАЗ ПРИ РАССЕЯНИИ
 π -МЕЗОНОВ МАЛЫХ ЭНЕРГИЙ НА
НУКЛОНАХ

T	$\frac{3}{2}$	$\frac{1}{2}$
Волна		
$s_{1/2}$	$\alpha_s = -0,11 \eta$	$\alpha_1 = 0,16 \eta$
$p_{3/2}$	$\alpha_{33} = 0,26 \eta^3$	—

Подставляя эти значения, мы найдем, что коэффициенты

усиления равны

$$\begin{aligned} \text{к. у. } (\alpha_3) &\approx \left[1 - \frac{0,11}{r_0} \right]^2, \\ \text{к. у. } (\alpha_1) &\approx \left[1 + \frac{0,16}{r_0} \right]^2, \\ \text{к. у. } (\alpha_{33}) &\approx \left[1 + \frac{0,78}{r_0^3} \right]^2; \end{aligned} \quad (6.16)$$

r_0 измеряется в единицах $\hbar/\mu c$.

При $r_0 \approx 1$ коэффициент усиления для α_3 и α_1 равен приблизительно 1, для α_{33} равен приблизительно 3. Однако из экспериментальных данных следует, что «3,3» p -волна играет большую роль, чем это указывает коэффициент усиления, приблизительно равный 3. Действительно, из данных по фоторождению мезонов следует, что этот

Таблица 5

КОЭФФИЦИЕНТЫ УСИЛЕНИЯ ДЛЯ ВОЛНОВЫХ ФУНКЦИЙ
ПРИ $r=r_0$, СООТВЕТСТВУЮЩИЕ РАССЕЯНИЮ p -ВОЛН
В (3,3)-СОСТОЯНИИ

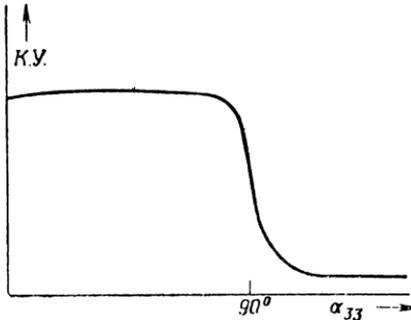
η	α_{33} , град	Коэффициент усиления			
		$r_0=0,5$	$r_0=0,6$	$r_0=0,7$	$r_0=1,0$
0	(15 η^3)	53	22	10,8	3,2
0,5	1,88	49	26	10,4	3,8
1	15	62	36	12,5	4,6
1,5	58	68	31	16,9	4,1
1,7*	90	57	19	11,0	1,6
2,0**	145	3,4	0,8	0,2	0,1

*) Этот импульс соответствует «резонансной» энергии, при которой $\alpha_{33}=90^\circ$.

**) Точные значения коэффициента усиления при $\eta=2$ малы и, вероятно, не имеют большого физического смысла. Действительно, в интервале от $\eta=1,7$ до $\eta=2,0$ имеется узел. Общий характер зависимости коэффициента усиления от величины α_{33} представлен на фиг. 9, откуда видно, что «резонансное» поведение процессов, включающих (3,3)-состояние, обуславливается двумя факторами: быстрый рост при малых энергиях—пропорциональность $\alpha_{33} \sim r^3$, а быстрое уменьшение при энергиях, больших резонансной,—быстрым падением коэффициента усиления.

коэффициент составляет, вероятно, около 10. Такое значение получается для $r_0 \approx 0,7$; это показывает, что радиус взаимодействия несколько меньше \hbar/c .

В табл. 5 приведены значения коэффициента усиления в (3,3)-состоянии для различных относительных импульсов мезонов η , вычисленные из экспериментально найденных



Фиг. 9. Общий характер коэффициента усиления в (3,3)-состоянии в зависимости от сдвига фаз α_{33} .

сдвигов фаз α_{33} для различных значений радиуса взаимодействия r_0 ; при этом использовалось точное решение для волновой функции в виде функции Бесселя.

7. Образование фото-мезонов

Мы знаем, что при малых энергиях γ -кванта (близких к порогу для фоторождения положительных π -мезонов на водороде) осуществляется переход в такое состояние, при котором π -мезон испускается в s -состоянии. На это указывает как наличие плато в угловом распределении, так и то обстоятельство, что функция возбуждения, по-видимому, пропорциональна импульсу π -мезона. Я попытаюсь теперь рассмотреть упрощенную форму механизма рождения π -мезона и для начала использую подход, который не приведет к вполне правильному решению. Мы будем рассуждать следующим образом.

Как указывал Юкава, нуклон находится либо в состоянии «голового» нуклона, скажем протона, либо в состоянии, которое можно описать как нейтрон плюс положительный π -мезон, окружающий нейтрон в виде некоторого облака:

$$p \rightleftharpoons n + \pi^+. \quad (7.1)$$

Падающий фотон может попасть на нуклон, находящийся в последнем состоянии, вызывая фоторасщепление с вылетом π -мезона. Как оценить интенсивность этого эффекта? Мы знаем, что начальное состояние (т. е. протон) характеризуется значением $J = 1/2$ и положительной четностью (нук-

лон по определению является частицей с положительной четностью).

В конечном состоянии π -мезон с нулевым внутренним спином испускается в s -состоянии, т. е. с нулевым орбитальным моментом. Следовательно, спин системы определяется исключительно спином остающегося нейтрона, т. е. $1/2$. Поскольку π -мезон является псевдоскалярной частицей, то вся система в орбитальном s -состоянии нечетна. Таким образом, переход происходит из $J = 1/2(+)$ в $J = 1/2(-)$ -состояние; такой переход следует рассматривать как электрический дипольный переход.

Теперь рассмотрим, что произойдет с направлением спина нуклона при этом переходе. Пусть направление движения фотона совпадает с осью z , а спин нуклона в начальном состоянии направлен вверх (т. е. начальное спиновое состояние есть α).

После перехода протон превращается в нейтрон, а π -мезон можно рассматривать как свободную частицу.

Во время перехода направление спина нуклона изменится на обратное так, что конечное спиновое состояние есть β (спин направлен вниз).

Причину такого изменения направления спина нуклона мы поймем, если рассмотрим момент количества движения фотона. Фотон можно описать с помощью скалярной функции e^{ikhz} (которую можно назвать орбитальной частью функции) и вектора поляризации, играющего роль вектора спина $s = 1$. Орбитальную часть e^{ikhz} можно разложить по сферическим функциям $Y_{l,m}$, соответствующим орбитальному моменту l . Поскольку e^{ikhz} зависит только от z , то компонента m орбитального момента количества движения вдоль этой оси всегда равна нулю.

Состояние поляризации фотона можно описать как сумму двух состояний с круговой поляризацией в противоположных направлениях; в случае линейно поляризованного фотона обе круговые поляризации входят в смесь в равных количествах. Моменты количества движения этих двух состояний поляризации соответствуют спину $s = 1$ с z -компонентами $s_z = \pm 1$. Поскольку для z -компоненты орбитального момента $m = 0$, то полный момент имеет z -компоненту $j_z = \pm 1$. Величина полного момента $\mathbf{j} = \mathbf{l} + \mathbf{s}$ может принимать любые целые значения, исключая нуль. Каж-

дому значению j соответствуют три значения l (именно $l = j \pm 1$ и $l = j$) и две четности, соответствующие электрическому и магнитному мультипольным взаимодействиям.

Поскольку мы условились, что спин в начальном состоянии направлен вверх, т. е. $j_z = +1/2$, а фотон переносит компоненту момента количества движения, равную ± 1 , в направлении оси z , то в конечном состоянии j_z может быть равно или $+3/2$, или $-1/2$. Так как конечным состоянием является $S_{1/2}$ -состояние, то, следовательно, остается единственная возможность $j_z = -1/2$. Таким образом, во время перехода спин изменяет свое направление и конечным состоянием должно быть β -состояние.

Теперь мы постараемся объяснить наблюдаемую интенсивность фотоэффекта с точки зрения предложенного Юкавой примитивного представления о нуклоне, окруженном облаком π -мезонов, которые могут быть выбиты фотонами.

Для этого напишем прежде всего волновую функцию начального состояния. Нас интересует лишь часть начальной картины протон «фотоэлектрически активен» лишь в этом состоянии. Выражение для волновой функции в начальном состоянии имеет следующий вид:

$$\psi_i = f \left(\sqrt{\frac{2}{3}} n^+ - \sqrt{\frac{1}{3}} p^0 \right) \left(\sqrt{\frac{2}{3}} \beta Y_{1,1} - \sqrt{\frac{1}{3}} \alpha Y_{1,0} \right) g(r), \quad (7.2)$$

где коэффициент f — амплитуда этого состояния; f меньше единицы, но, по-видимому, не на много. Следующим множителем в (7.2) является функция изотопического спина $\chi_{1,1}^{(1)}$ (6.5) для системы ($\mathfrak{N} + \pi$) в состоянии с $T = 1/2$ и $T_z = 1/2$.

Третий множитель определяет l -спин и орбитальный момент системы. Поскольку протон находится в четном состоянии с моментом, равным $1/2$, то, чтобы состояние было четным, π -мезон должен двигаться вокруг нейтрона по P -орбите.

Комбинируя спин $s = 1/2$ и орбитальный момент π -мезона $l = 1$, получаем, что полный момент системы равен $1/2$. Полагая, что вначале система находится в α -состоянии с полным спином, направленным вверх ($J_z = +1/2$), мы получим, что либо $m = 1$ и нейтрон находится в β -состоя-

нии, либо $m = 0$ и нейтрон находится в α -состоянии. Коэффициенты волновой функции (7.2), согласно Кондону и Шортли [8], описывают смесь с такими спинами и моментами.

Последний множитель в (7.2) представляет собой радиальную часть волновой функции $g(r)$, о которой мы знаем очень мало.

Рассмотрим конечное состояние. Оно также содержит один π -мезон и один нуклон; π -мезон находится в состоянии с положительной энергией, описываемом расходящейся волной. В конечном состоянии изотопический спин T может быть равен либо $1/2$, либо $3/2$, так как взаимодействие с фотоном может привести или к $\Delta T = 0$, или к $\Delta T = \pm 1$. Следовательно, для конечного состояния мы имеем две волновые функции

$$\begin{aligned}\psi_3 &= \left(\sqrt{\frac{1}{3}} n^+ + \sqrt{\frac{2}{3}} p^0 \right) \beta \frac{u_3(r)}{r}, \\ \psi_1 &= \left(\sqrt{\frac{2}{3}} n^+ - \sqrt{\frac{1}{3}} p^0 \right) \beta \frac{u_1(r)}{r}.\end{aligned}\tag{7.3}$$

Они содержат функции изотопического спина $\chi_3^{(1)}$ и $\chi_1^{(1)}$ [см. (4.5)], соответствующие $T_3 = +1/2$ и $T = 3/2$ или $1/2$. Полный спин конечного состояния должен быть направлен вниз. Поскольку π -мезон находится в s -состоянии и не имеет внутреннего спина, спин нейтрона должен быть также направлен вниз, т. е. нейтрон должен находиться в β -состоянии.

Так как π -мезон находится в s -состоянии, то волновая функция не содержит члена, зависящего от угла. Наконец, мы имеем радиальные части $u_3(r)/r$ и $u_1(r)/r$ волновой функции в конечном состоянии.

Теперь мы должны вычислить матричный элемент, соответствующий взаимодействию фотона с системой. Взаимодействие частицы с фотоном описывается членом $e\mathbf{A} \cdot \mathbf{v}$, где \mathbf{A} — вектор-потенциал электромагнитного поля. Таким образом, мы должны вычислить матричный элемент скорости \mathbf{v} или, в нерелятивистском случае, импульса \mathbf{p} π -мезона.

Известно, что в случае движения электронов в атоме это равносильно вычислению матричного элемента от координат, но в нашем случае это не так.

Прежде чем записать матричный элемент, необходимо отметить, что члены, содержащие p^0 , не вносят вклада в начальном и конечном состояниях, так как нейтральные π -мезоны не создают тока, взаимодействующего с фотонами.

Далее, поскольку взаимодействие с током π -мезонов не изменяет спина нуклона, то не надо учитывать часть волновой функции начального состояния, содержащую спиновое α -состояние, так как конечное спиновое состояние нуклона есть β -состояние.

Таким образом, мы получаем для x -компоненты матричный элемент конечного состояния с $T = 3/2$:

$$\langle \text{Конечн. } | p_x | \text{ Начальн.} \rangle = \text{const} \cdot f \int Y_{1,1} g(r) \frac{\partial}{\partial x} \frac{u_3(r)}{r} d^3\mathbf{r}. \quad (7.4)$$

Для сферической функции $Y_{1,1}$ имеем

$$Y_{1,1}(\vartheta, \varphi) \sim \sin \vartheta \cdot e^{i\varphi} = \frac{x + iy}{r}. \quad (7.5)$$

Чтобы оценить величину матричного элемента, мы должны иметь какие-либо сведения относительно $g(r)$ и $u(r)$. Мы не знаем ничего о поведении $g(r)$ на малых расстояниях, но при $r \gg \hbar/\mu c$ она быстро убывает с расстоянием от нуклона, приблизительно по экспоненте $e^{-r\mu c/\hbar}$.

Для волновой функции $u(r)$ испущенного π -мезона мы можем использовать асимптотические выражения (6.5). Для случая $l=0$

$$u_3(r) \sim \sin(\eta r + \alpha_3) \quad (7.6)$$

и

$$u_1(r) \sim \sin(\eta r + \alpha_1), \quad (7.7)$$

если мы ограничимся малыми энергиями испущенных π -мезонов.

Используем экспериментальные величины, полученные Орб [6], для фазовых сдвигов α_3 и α_1 , которые для малых величин η принимают значения

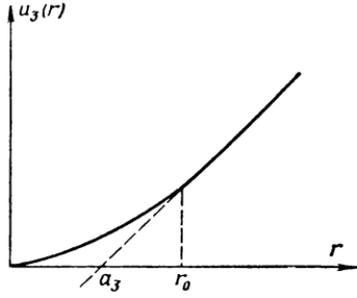
$$\alpha_3 = a_3 \eta \quad (a_3 = -0,11), \quad (7.8)$$

$$\alpha_1 = a_1 \eta \quad (a_1 = +0,16). \quad (7.9)$$

Асимптотические выражения для u_3 и u_1 действительны вне области радиусом r_0 .

Внутри области радиусом r_0 характер $u(r)$ неизвестен, за исключением того, что $u(r)$ стремится к нулю при $r=0$

(фиг. 10). Однако объем внутри области r_0 невелик и не дает большого вклада в матричный элемент; в основном электромагнитное взаимодействие имеет место в области вблизи и снаружи r_0 . Таким образом, при вычислении матричных элементов мы можем воспользоваться приведенными выше выражениями (7.6) — (7.9) для u_3 и u_1 . Конечно, этот вывод будет справедлив только в том случае, если волновая функция $g(r)$ в начальном состоянии имеет заметный «хвост», т. е. если для π -мезона имеется значительная вероятность находиться вне r_0 .



Фиг. 10. Вид радиальной функции $u_3(r)$ для малых значений r .

Используя как приближение выражения (7.6) и (7.8), получаем производную u_3 (для $\eta r \ll 1$):

$$\frac{\partial}{\partial x} \frac{u_3(r)}{r} \frac{\partial}{\partial x} \left(\eta + \eta \frac{a_3}{r} \right) = -\eta \frac{a_3}{r^3} x. \quad (7.10)$$

Матричный элемент (7.4) теперь принимает форму (после интегрирования по углам)

$$\langle \text{Конечн. } |p_x| \text{ Начальн.} \rangle = \frac{\hbar}{i} \frac{f}{9\sqrt{L}} \left\{ \frac{a_3}{a_1} \right\} \eta \int g(r) dr. \quad (7.11)$$

Множитель $1/\sqrt{L}$ возникает из нормировки волновых функций (7.6) и (7.7) конечного несвязанного состояния, причем нормировочным объемом является сфера радиусом L . Величина L , естественно, выпадает из конечного результата. Существенной особенностью (7.11) является то, что матричный элемент пропорционален фазовым сдвигам $a_3\eta$ и $a_1\eta$. Чтобы получить численные величины, мы должны сделать предположение относительно функции $g(r)$. Оказывается, что результаты не очень различаются, если мы используем различные разумные формы этой функции (например, можно взять экспоненту или функцию Бесселя K_1).

Из этих матричных элементов вычисляется поперечное сечение для перехода $p^{\gamma} \rightarrow n^+$. Численный расчет дает

$$\sigma(p^{\gamma} \rightarrow n^+) = 1,0 \cdot 10^{-27} \cdot f^2 \eta \left(\frac{a_3 + 2a_1}{3} \right)^2 \text{ см}^2. \quad (7.12)$$

Величина f^2 есть вероятность того, что протон находится в состоянии, содержащем нейтрон и π -мезон (т. е. в состоянии, «готовом к фотоэлектрическому эффекту»). Мы можем положить ее равной единице — предположение, по-видимому, завышающее эту вероятность на множитель порядка 2.

Численный множитель в (7.12), равный $1,0 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$, получается из предположения о том, что волновая функция $g(r)$ имеет протяжение порядка $\hbar/\mu c$. Такое предположение приводит к поперечному сечению порядка ядерных размеров. Остающиеся величины в (7.12) представляют собой просто числа, так как импульс η выражается в единицах μc , а длины a_3 и a_1 — в единицах $\hbar/\mu c$. Если для a_1 и a_3 мы введем экспериментальные величины (7.8) и (7.9), то получим

$$\sigma(p^{\gamma} \rightarrow n^+) = 5 \cdot 10^{-30} \cdot \eta \text{ см}^2. \quad (7.13)$$

Это поперечное сечение слишком мало, так как экспериментальная величина составляет $150 \cdot 10^{-30} \eta \text{ см}^2$, т. е. в 30 раз больше.

Даже несмотря на то, что приведенные теоретические соображения очень грубы, необходимо сделать существенные изменения, чтобы объяснить множитель 30. Однако следует отметить, что предсказанная энергетическая зависимость сечения, а именно пропорциональность его импульсу η испущенной частицы, правильна.

Более корректным было бы применение псевдоскалярной мезонной теории, как это было впервые сделано Вентцелем (не опубликовано). Использование при вычислении псевдоскалярной (PS) или псевдовекторной (PV) связи не приводит к большому различию. Мы, следуя Чу [9], будем для простоты предполагать псевдовекторную связь. Однако $PS - PV$ -теория в отличие от $PS - PS$ -теории не ренормализуема, и поэтому к ней относятся недоброжелательно высокие авторитеты теории поля.

Существует надежда, что с вероятностью от 5 до 95% $PS - PS$ -теория правильна. Чу развил весьма общий подход

к проблеме, но ограничился частным решением, в котором не учитываются, например, релятивистские эффекты. В пределах такого ограничения теория является внутренне замкнутой и существенно сходящейся в том смысле, что при вычислении в последовательных приближениях различные члены растут все медленнее.

Чу для упрощения предположил, что масса M нуклона очень велика по сравнению с массой π -мезона, и поэтому нуклон можно считать покоящимся. Это допущение является слабым местом теории. В этом приближении динамическими переменными нуклона являются только его спин и заряд. Кроме того, чтобы устранить трудности, связанные с расходимостью, Чу ввел конечные размеры нуклона. Взаимодействие между нуклоном и окружающим π -мезонным полем принимается в форме

$$H_{\text{вз.}} = V\sqrt{4\pi} \frac{f}{\mu} \sum_{\lambda=1}^3 \tau_{\lambda} \int \rho(\mathbf{r}) \boldsymbol{\sigma} \cdot \nabla \varphi_{\lambda} d^3 \mathbf{r}, \quad (7.14)$$

где f — константа связи. Единицы выбраны так, что $\hbar = c = 1$. Взаимодействие записано в форме скалярного произведения и поэтому инвариантно относительно вращений в изотопическом пространстве. Рассматривая PV -связь, надо учитывать взаимодействие между спином $\boldsymbol{\sigma}$ нуклона и градиентом π -мезонного поля φ_{λ} ; φ_3 описывает нейтральное, а φ_1 и φ_2 — заряженные мезонные поля.

Поскольку Чу предположил, что нуклон имеет конечный объем, взаимодействие должно быть усреднено по этому объему; с этой целью вводится весовая функция $\rho(\mathbf{r})$, нормированная следующим образом:

$$\int \rho(\mathbf{r}) d^3 \mathbf{r} = 1. \quad (7.15)$$

Практически для обсуждаемого нами вопроса о фотообразовании вблизи порога можно отбросить весовую функцию $\rho(\mathbf{r})$ и рассматривать точечное взаимодействие. В этой частной задаче мы получаем идентичные результаты. Однако можно с тем же успехом сохранить и форму (7.14).

Основная идея такого подхода, предложенного впервые Венцелем, состоит в следующем. Произведем в (7.14)

градиентное преобразование, приводящее к градиентной инвариантности этого выражения в случае наличия электромагнитного поля. С этой целью нужно добавить два члена, связанных с фотоэффектом. Если поле φ имеет заданный заряд e , то градиентное преобразование состоит в замене оператора ∇ на $(\nabla - ieA)$.

В действительности ситуация несколько сложнее. Мы имеем дело с полем φ с тремя реальными компонентами φ_1 , φ_2 и φ_3 , соответствующими различным зарядовым состояниям. Обычно π^0 -мезонам приписывают поле φ_3 . Например, поскольку речь идет о части (7.14), связанной с φ_3 , то $e = 0$, и, следовательно, для третьей компоненты преобразование сводится к тождественному соотношению $(\nabla \rightarrow \nabla)$. Однако для остальных двух компонент имеются усложняющие обстоятельства, поскольку φ_1 и φ_2 не есть амплитуды положительного и отрицательного мезонных полей, а являются их линейными комбинациями. Рассмотрим сферические гармоники первого порядка, поскольку мы описываем систему с изотопическим спином 1, которая ведет себя в зарядовом пространстве, по существу, как сферическая гармоника первого порядка. Опуская обций нормировочный множитель, их можно записать как

$$\begin{aligned} Y_{11} &\rightarrow \varphi^+ \alpha \frac{-\sin \vartheta \exp [i\varphi]}{\sqrt{2}} && \text{для } \pi^+, \\ Y_{10} &\rightarrow \varphi_0 \alpha \cos \vartheta && \text{для } \pi^0, \\ Y_{1-1} &\rightarrow \varphi^- \alpha \frac{\sin \vartheta \exp [-i\varphi]}{\sqrt{2}} && \text{для } \pi^-. \end{aligned} \quad (7.16)$$

Эти сферические гармоники соответственно пропорциональны выражениям

$$\frac{-x - iy}{\sqrt{2}}, \quad z, \quad \frac{x - iy}{\sqrt{2}}. \quad (7.17)$$

Три компоненты φ_1 , φ_2 и φ_3 образуют, по существу, вектор в зарядовом (по не в действительном) пространстве, подобно операторам Паули σ_1 , σ_2 , σ_3 спина нуклона, которые также действуют как компоненты вектора. Заменяя

в (7.17) x, y, z на $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$, мы получаем выражения

$$\begin{aligned}\varphi^+ &= \frac{-\varphi_1 - i\varphi_2}{\sqrt{2}} \quad \text{для } \pi^+ \text{-амплитуды,} \\ \varphi_0 &= \varphi_3 \quad \text{для } \pi^0 \text{-амплитуды,} \\ \varphi^- &= \frac{\varphi_1 - i\varphi_2}{\sqrt{2}} \quad \text{для } \pi^- \text{-амплитуды.}\end{aligned}\tag{7.18}$$

Выражения $\nabla\varphi^\pm$ надо преобразовать в $(\nabla \mp ie\mathbf{A})\varphi^\pm$. В (7.14) входят производные от $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$. Если мы произведем градиентное преобразование, то появятся добавочные члены, а именно:

$$H' = \sqrt{4\pi} \frac{fe}{\mu} \int \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{A} (\tau_1\varphi_2 - \tau_2\varphi_1) \rho(\mathbf{r}) d^3\mathbf{x}.\tag{7.19}$$

Эти добавленные выражения, удовлетворяющие условиям градиентной инвариантности, являются теми слагаемыми, которые ответственны за фоторождение. Это совершенно очевидно. Действительно, если отвлечься от спинов нуклонов и т. д., то в (7.19) входят, по существу, произведения вектора \mathbf{A} и одной из компонент φ (φ_1 или φ_2), соответствующей заряженному π -мезонному полю. Мы знаем, что в теории поля вектор-потенциал или его компоненты есть операторы образования или исчезновения фотонов. Аналогично операторы φ_1 и φ_2 есть операторы образования или исчезновения заряженного π -мезона.

В реакции



исчезает фотон (оператор A) и образуется π -мезон (оператор φ_1 или φ_2). Оба оператора присутствуют в (7.19).

Чтобы получить количественные результаты, необходимо иметь матричный элемент (7.19), соответствующий этому переходу. Тогда легко можно подсчитать поперечное сечение. Наиболее простым путем будет переход от компонент φ_1 и φ_2 , не представляющих собой определенных зарядовых компонент, обратно к φ^+ и φ^- , которые являются операторами, соответствующими образованию π^+ и π^- -мезонов.

Обозначим, как обычно,

$$\begin{aligned}\varphi^+ &= \varphi^*, \\ \varphi^- &= -\varphi.\end{aligned}\tag{7.21}$$

Выражение (7.19) приобретает вид

$$H' = \sqrt{4\pi} i \sqrt{2} \frac{fe}{\mu} \int \sigma \cdot \mathbf{A} (\tau^* \varphi + \tau \varphi^*) \rho(r) d^3 \mathbf{x}, \quad (7.22)$$

где

$(\tau_1 + i\tau_2)/2 = -\tau^*$ — оператор, который преобразует n в p ;
 $(\tau_1 - i\tau_2)/2 = \tau$ — оператор, который преобразует p в n ;
 φ^* — оператор, который образует π^+ и уничтожает π^- ;
 φ — оператор, который образует π^- и уничтожает π^+ .

Матричным элементом М. Э. для реакции

$$\gamma + p \rightarrow n + \pi^+ \quad (7.23)$$

будет тогда (вблизи порога)

$$\text{М.Э.} = i \sqrt{8\pi} \frac{ef}{\mu} \sigma_\varepsilon \sqrt{\frac{2\pi}{v}} \frac{1}{\sqrt{2\omega}} \int \rho(r) \exp[i\mathbf{v}\cdot\mathbf{x}] d^3 \mathbf{x}, \quad (7.24)$$

где

σ_ε — компонента вектора σ в направлении поляризации \mathbf{A} (\mathbf{e} — единичный вектор в этом направлении);

$e^{i\mathbf{v}\cdot\mathbf{x}}$ — множитель распространения, обусловленный электромагнитным полем; π -мезон вблизи порога (небольшой π -мезонный импульс) не приводит к появлению аналогичного множителя;

$\sqrt{2\pi}/\sqrt{v}$ — нормировочный множитель для \mathbf{A} , соответствующий одному фотону на единицу объема;

$1/\sqrt{2\omega}$ — подобный же нормировочный множитель для π -мезона;

v и ω — энергии фотона и π -мезона в соответствующих единицах.

Функция $\rho(r)$ («формфактор») в наиболее позднем варианте теории Чу характеризуется радиусом $(1/5) \hbar/\mu c$; с другой стороны, величина $1/v$ у порога составляет около $\hbar/\mu c$ и, следовательно, много больше, чем область для ρ . Поэтому интеграл в (7.25) приближенно равен 1. Соотношение (7.25) было получено в предположении, что мезонная волновая функция может быть представлена как плоская волна. Действительно, вылетающий мезон находится в s -состоянии с $r\psi(r) = u(r) = \sin(kr + \alpha) \approx kr + \alpha \approx kr$.

Слагаемое, связанное со сдвигом фазы $\alpha = ka$, приводит к небольшой поправке, поэтому в дальнейшем мы ею пренебрежем. Используя эту волновую функцию, соответственно нормированную в сфере радиусом L , мы получаем

$$\langle n^+ | H' | p^+ \rangle = \pm i \sqrt{\frac{4\pi}{L}} \frac{ef}{\mu} \frac{k}{\sqrt{\nu\omega}}, \quad (7.25)$$

где знак \pm указывает на то, что спин нуклона соответственно антипараллелен или параллелен вектору поляризации фотона.

Переход от матричного элемента к поперечному сечению выполняется по обычной формуле

$$c\sigma = \frac{2\pi}{\hbar} |M.Э.|^2 \rho_{\text{конечн.}}, \quad (7.26)$$

где плотность конечных s -состояний есть

$$\rho_{\text{конечн.}} = \frac{L}{\pi v} = \frac{L}{\pi \eta}. \quad (7.27)$$

Вблизи порога, полагая $\nu = \omega = \mu$, $k/\mu = \eta$ и переходя от $\hbar = c = 1$ к обычной системе CGS, получаем

$$\sigma = 8\pi \left(\frac{\hbar}{\mu c}\right)^2 \left(\frac{e^2}{\hbar c}\right) \left(\frac{f^2}{\hbar c}\right) \eta \approx 0,15 \cdot 10^{-27} \eta \text{ см}^2. \quad (7.28)^1$$

Из (7.28) можно получить величину константы связи $f^2/\hbar c \approx 0,04$. Это значение можно уточнить, если вместо (7.28) использовать аналогичное выражение, в котором введены поправки на отдачу нуклонов.

Согласно Бернардини и Гольдвассеру [10], такой новый анализ дает $f^2/\hbar c = 0,058^2$.

Эта величина совпадает с величиной, принятой Чу [9] для объяснения характеристик π -мезон-нуклонного рассеяния. Подчеркнем, что при интерпретации обоих явлений получается одинаковое значение величины константы связи.

¹) Такое же поперечное сечение можно получить, если использовать для матричного элемента приближения в виде плоской волны (7.24) и принять, что плотность конечных состояний (для единичного нормировочного объема) определяется соотношением

$$\frac{dN}{dW} = \frac{\rho^2}{2\pi^2 \hbar^3 v}. \quad (7.29)$$

— Примечание Фельда,

²) Авторы в работе [10] приводят величину $0,066 \pm 0,008$.

Имеется, однако, один пункт, который мне не ясен. Постоянная $f^2/\hbar c$, согласно Чу [9], представляет собой ренормализованную константу связи. Именно благодаря такой ренормализации в теории рассеяния Чу получается достаточно быстрая сходимость. На первый взгляд кажется, что ренормализация должна производиться различными способами в случае рассеяния и в случае фотоэффекта. Я не могу найти какого-нибудь простого объяснения, почему это обстоятельство, как показывают экспериментальные данные, не проявляется в нашем случае.

8. Связь между рассеянием и фоторождением

Мы хотим установить некоторые формальные соотношения, полезные для феноменологической трактовки задач, о которых мы имеем мало теоретических сведений. Метод сам по себе имеет общее применение. В качестве примера рассмотрим фотоэффект.

Рассмотрим реакцию



Мы ограничимся настолько малыми энергиями, что для описания явлений достаточно рассмотрения s - и p -состояний. В табл. 6 приведены возможные состояния для этой реакции.

Таблица 6

ВОЗМОЖНЫЕ СОСТОЯНИЯ, ИГРАЮЩИЕ РОЛЬ ПРИ
ОБРАЗОВАНИИ ФОТОМЕЗОНОВ

Начальные состояния					Конечные состояния		
нуклон		фотон			нуклон + π -мезон		
I	четность		I	четность	состояние	I	четность
1/2	+	$E1$	1	—	$s_{1/2}$	1/2	—
		$M1$	1	+	$p_{1/2}$	1/2	+
		$E2$	2	+	$p_{3/2}$	3/2	+

Схема переходов представлена в табл. 7.

Следует заметить, что поскольку имеется два возможных значения положительного изотопического спина (а именно, $T=3/2$ и $T=1/2$), то все конечные состояния нужно удвоить.

Линейные комбинации этих состояний описывают интересные нас физические состояния p^0 и n^+ . В результате получается восемь возможностей, описываемых восемью комплексными амплитудами; таким образом, следует определить шестнадцать действительных чисел.

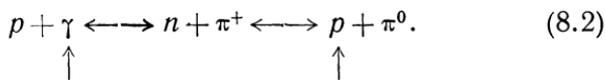
Нетрудно доказать, что шестнадцать чисел сводятся к восьми, поскольку мы можем определить фазы этих восьми комплексных чисел. Это мы можем сделать, используя формальные свойства S -матрицы.

Мы ограничимся рассмотрением состояний с определенными значениями I , I_z и с определенной четностью. Тогда для волновой функции, представляющей каждое физическое состояние, остается определить лишь радиальную часть.

Мы воспользуемся схемой «каналов», описанной Блаттом и Вайскопфом [11].

Рассмотрим систему частиц, способных при столкновениях переходить друг в друга.

Например, может происходить такой переход:



Вообще

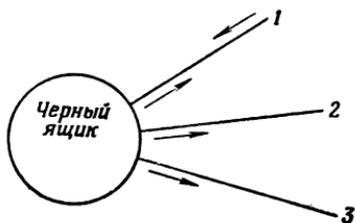
$$A_1 + B_1 \longleftrightarrow A_2 + B_2 \longleftrightarrow A_3 + B_3 \longleftrightarrow \dots \quad (8.3)$$

Таблица 7

ВОЗМОЖНЫЕ ПЕРЕХОДЫ ПРИ ОБРАЗОВАНИИ ФОТОМЕЗОНОВ, ПРИВОДЯЩИЕ К ИСПУСКАНИЮ МЕЗОНОВ В s - И p -СОСТОЯНИЯХ

Фотон	Состояние	Мезон
$E1$	$1/2- \rightarrow$	$s_{1/2}-$
$M1$	$1/2+ \rightarrow$	$p_{1/2}+$
$M1$	$3/2+ \rightarrow$	$p_{3/2}+$
$E2$	$3/2+ \rightarrow$	$p_{3/2}+$

Ограничиваясь состояниями с определенными моментами количества движения и четностью, мы назовем «каналом» каждую совокупность двух сталкивающихся частиц.



Фиг. 11. Схематическое изображение каналов, ответственных за реакцию $A_i + B_i \rightleftharpoons A_j + B_j$.

Канал 1 описывает сталкивающиеся частицы $A_1 + B_1$, канал 2 — частицы $A_2 + B_2$ и т. д. Эти каналы можно себе представить (фиг. 11) сходящимися в «черный ящик», в котором происходит взаимопревращение частиц. Мы можем, например описать столкновение между $A_1 + B_1$ с помощью волнового пакета, движущегося вдоль канала 1 в направлении черного ящика. После окончания столкновения

волновые пакеты будут распространяться не только вдоль первоначального канала 1, но и вдоль других каналов (после столкновения могут образоваться частицы иной природы, например $A_3 + B_3$).

Таким образом, описание основных характеристик реакции осуществляется с помощью ансамбля всех «коэффициентов отражения», включающих переход из одного канала в другой.

Для черного ящика с n каналами имеется n^2 таких коэффициентов, которые можно записать в форме матрицы с n строками и n столбцами.

В сущности, к числу матриц такого типа принадлежит и S -матрица. Однако здесь нужно осуществлять специальную нормировку. Вместо того чтобы нормировать на единицу амплитуду входящей или уходящей волн, следует нормировать на единицу поток.

Например, для входящей в канал λ волны имеем

$$\frac{\exp[-ik_\lambda r_\lambda]}{\sqrt{v_\lambda}} \quad [\hbar = c = 1], \quad (8.4)$$

где k_λ и v_λ — соответственно импульс (в системе центра масс) и скорость падающей частицы A_λ при заданной энергии системы. Эта входящая волна может быть отражена с коэф-

коэффициентом отражения $S_{\lambda\mu}$ в канал μ (частицы $A_\mu + B_\mu$). Для отраженной волны имеем

$$S_{\lambda\mu} \frac{\exp[ik_\mu r_\mu]}{\sqrt{v_\mu}} \equiv a_{\lambda\mu} \exp[ik_\mu r_\mu]; \quad (8.5)$$

S -матрица запишется в форме

$$S = \begin{vmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} & \dots \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \end{vmatrix} \quad (8.6)$$

Если входящая волна имеет амплитуду, равную 1, то уходящая волна характеризуется коэффициентом $a_{\lambda\mu}$. Однако для удобства будем нормировать волну не на 1, а на $(1/\sqrt{v})$. Такая нормировка соответствует единичному потоку, а не единичной плотности. Следовательно, если в некоторый канал входит одна частица в 1 сек., то из всех каналов должна выходить также одна частица в 1 сек.

Мы назовем S -матрицей такую матрицу, которая содержит коэффициенты $S_{\lambda\mu}$, нормированные указанным образом. Чтобы описать феноменологически три возможные реакции (8.2), нам нужна матрица с тремя столбцами и тремя строками.

Имеется два весьма полезных формальных свойства S -матрицы.

1. S -матрица *унитарна*. Пусть через S^\dagger обозначена матрица, эрмитово-сопряженная к S , так что $S_{ik}^\dagger = S_{ki}^*$. Из унитарности следует матричное соотношение $SS^\dagger = S^\dagger S = 1$ (тождественная матрица).

2. В определенных пределах, которые справедливы в большом числе случаев, S -матрица *симметрична*, т. е. $S_{hi} = S_{ih}$.

Доказательство этих теорем можно найти в книге Блатта и Вайскопфа [11], здесь мы остановимся лишь на физическом обосновании этих утверждений.

1. Рассмотрим снова черный ящик. Пусть очень длинный, но конечный волновой пакет достигает ящика в момент $t = 0$. Через некоторое время он отразится в различные каналы и будет двигаться вдоль них как уходящий

пакет. Если падающий поток нормирован на единицу, то сумма уходящих потоков также должна быть равна 1. Анализ этого «сохранения потока» показывает, что в математическом отношении он выражает унитарность S -матрицы.

2. Симметрия S -матрицы отражает, по существу, обратимость времени. Это свойство входит в S -матрицу следующим образом: мы рассматриваем падающую волну в канале 1 и уходящую волну в канале 2; эти волны соответственно имеют форму

$$\frac{\exp[-ik_1r_1]}{\sqrt{v_1}} \quad \text{и} \quad \frac{\exp[ik_2r_2]}{\sqrt{v_2}}.$$

Ограничимся случаем, когда процесс можно описать с помощью гамильтониана. Тогда $H\psi = E\psi$, а также $H\psi^* = E\psi^*$. При переходе от ψ к ψ^* входящая и выходящая волны взаимно обмениваются местами, что устанавливает соотношение между коэффициентами отражения S_{12} и S_{21} . Как показывает полный анализ, это соотношение имеет вид $S_{12} = S_{21}$, что отражает симметрию S -матрицы.

Прежде чем использовать эти свойства, я должен еще сказать, какой вид имеет матрица в простом случае одного канала. В этом случае черный ящик отражает падающую волну наружу с неизменной амплитудой. Тогда $|S_{11}| = 1$. Можно сказать, что падающая волна описывается выражением $\exp[-ikr]/\sqrt{v}$, а выходящая волна—выражением $S_{11} \exp[ikr]/\sqrt{v}$. Ясно, что модуль S_{11} равен 1, так как имеется только один канал и все, что входит в ящик, должно из него и выходить. Таким образом, S_{11} можно записать в форме $\exp[2i\alpha]$, где α —действительное число.

Полная волновая функция, содержащая как входящую, так и выходящую части, имеет вид $\exp[2i\alpha] \exp[ikr] + \exp[-ikr]$ (для простоты опущен нормировочный множитель \sqrt{v}). Деля на $\exp[i\alpha]$, получаем $\exp[i(kr + \alpha)] + \exp[-i(kr + \alpha)] = 2\cos(kr + \alpha)$. Назовем α сдвигом фаз; если $\alpha = 0$, то это значит, что ящик не действует на частицы.

Предположим, что имеется не один, а несколько каналов, например три, но поперечные соединения между ними отсутствуют (ящик разделен на черные отделения). Этот случай, по существу, сводится к предыдущему, и мы можем

записать

$$S_0 = \begin{vmatrix} \exp [2i \alpha_1] & 0 & 0 \\ 0 & \exp [2i \alpha_2] & 0 \\ 0 & 0 & \exp [2i \alpha_3] \end{vmatrix} \quad (8.7)$$

Здесь $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ —сдвиги фаз, определяющие коэффициенты отражения каждого отделения. Нули означают отсутствие поперечных соединений.

Предположим теперь, что мы имеем три канала и что в первом приближении имеет место прежнее положение, т. е. отсутствует связь между различными каналами (фотон выходит как фотон, π -мезон как π -мезон и т. д.), но в качестве второго приближения примем существование слабой взаимосвязи между каналами, т. е. наличие малого поперечного отражения. В этом случае для полной матрицы мы можем написать

$$S = S_0 + i\varepsilon, \quad (8.8)$$

где S_0 означает несвязанную матрицу (8.9) со сдвигом фаз $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$, а ε содержит все поперечные связи. Элементы ε малы и их квадратами можно пренебречь. Множитель i введен для удобства.

Используем теперь два свойства полной матрицы S , указанные выше. При этом будем пренебрегать членами, содержащими квадрат ε .

Так, мы напишем

$$S = S_0 + i\varepsilon.$$

Эрмитово-сопряженной матрицей будет матрица

$$S^\dagger = S_0^\dagger - i\varepsilon^\dagger. \quad (8.9)$$

Используя унитарность матрицы, получаем

$$1 = SS^\dagger = S_0 S_0^\dagger + i(\varepsilon S_0^\dagger - S_0 \varepsilon^\dagger), \quad (8.10)$$

и так как $S_0 S_0^\dagger = 1$, то, следовательно,

$$\varepsilon S_0^\dagger = S_0 \varepsilon^\dagger, \quad (8.11)$$

где матрица S_0^\dagger равна

$$S_0^\dagger = \begin{vmatrix} \exp [-2i \alpha_1] & 0 & 0 \\ 0 & \exp [-2i \alpha_2] & 0 \\ 0 & 0 & \exp [-2i \alpha_3] \end{vmatrix} \quad (8.12)$$

Вспомним, что обычная форма элемента (m, n) произведения двух матриц A и B имеет вид

$$(AB)_{mn} = \sum_l A_{ml} B_{ln}. \quad (8.13)$$

В произведении $S_0 \epsilon^\dagger$ первый множитель является диагональным, и, следовательно, можно написать

$$\sum_l A_{ml} B_{ln} = A_{mm} B_{mn}, \quad (8.14)$$

поскольку от нуля отличны только элементы с $l = m$. Таким образом, мы можем написать

$$(S_0 \epsilon^\dagger)_{mn} = \exp[2i \alpha_m] \epsilon_{nm}^\dagger = \exp[2i \alpha_m] \epsilon_{nm}^*. \quad (8.15)$$

Аналогично (m, n) элемент произведения ϵS_0^\dagger запишется так: $\epsilon_{mn} \exp[-2i \alpha_n]$. Мы можем переписать тождество (8.11) в таком виде: $\exp[2i \alpha_m] \epsilon_{nm}^* = \epsilon_{mn} \exp[-2i \alpha_n]$.

Используем теперь условие симметрии. Поскольку S_0 симметрична, то и ϵ должна быть симметрична, а тогда $\epsilon_{nm} = \epsilon_{mn}$. Написанное выше равенство приобретает вид

$$\exp[2i \alpha_m] \epsilon_{nm}^* = \epsilon_{nm} \exp[-2i \alpha_n].$$

Если теперь обе части равенства умножить на $\exp[i(\alpha_n - \alpha_m)]$, то получим

$$\epsilon_{mn} \exp[-i(\alpha_m + \alpha_n)] = (\epsilon_{mn} \exp[-i(\alpha_m + \alpha_n)])^*. \quad (8.16)$$

Таким образом, $\epsilon_{mn} \exp[-i(\alpha_m + \alpha_n)]$ представляет собой действительное число и, следовательно,

$$\epsilon_{mn} = \rho_{mn} \exp[i(\alpha_m + \alpha_n)], \quad (8.17)$$

где ρ_{mn} — действительное число. Это в основном применимо к случаю, когда между каналами имеется слабая поперечная связь (т. е. когда основным процессом является прямое рассеяние в каждом канале со сдвигом фаз $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ в различных каналах).

Величина ϵ_{mn} представляет собой одну из поперечных связей и, вообще говоря, является комплексным числом. Чтобы найти его, обычно нужно определить две части, действительную и мнимую. Наш метод, однако, позволяет частично сократить эту работу: фазовый множитель опреде-

ляется рассеянием, и нам остается только найти действительное число ρ_{mn} (оно может быть положительным или отрицательным).

Итак, теперь мы можем записать схематически матрицу

$$S = \begin{vmatrix} \exp [2i\alpha_1] & i \rho_{12} \exp [i (\alpha_1 + \alpha_2)] & i \rho_{13} \exp [i (\alpha_1 + \alpha_3)] \\ i \rho_{12} \exp [i (\alpha_1 + \alpha_2)] & \exp [2i\alpha_2] & i \rho_{23} \exp [i (\alpha_2 + \alpha_3)] \\ i \rho_{13} \exp [i (\alpha_1 + \alpha_3)] & i \rho_{23} \exp [i (\alpha_2 + \alpha_3)] & \exp [2i\alpha_3] \end{vmatrix} \quad (8.18)$$

или эквивалентно

$$S_{mn} = \delta_{mn} \exp [2i\alpha_m] + i \rho_{mn} \exp [i (\alpha_m + \alpha_n)],$$

где

$$\rho_{mn} = \rho_{nm}. \quad (8.19)$$

Посмотрим теперь, к чему приводит это упрощение в случае фотозффекта. Рассмотрим сначала следующие реакции в случае очень малых энергий (вблизи порога):



Реакция $p + \gamma \rightarrow p + \pi^0$ практически не осуществляется. Ее сечение очень медленно возрастает с увеличением энергии. Это означает, что основной эффект, связанный с π^0 -мезонами, обусловлен образованием π -мезонов в p -состоянии.

Следует выяснить, почему при наличии сильного обменного рассеяния внутреннее обменное взаимодействие π -мезона не приводит к увеличению сечения второй реакции, даже если первый процесс является основным.

Посмотрим прежде всего, противоречат ли какие-либо из этих формальных свойств экспериментальным результатам. Рассмотрим особо образование s -волны в нечетном состоянии с $I = 1/2$, $I_z = 1/2$, обусловленное электрическим дипольным переходом $E1$ с тремя каналами $p\gamma$, n^+ , p^0 .

Мы можем ожидать, и это подтверждается как теорией, так и экспериментом, что электромагнитное взаимодействие является слабым (электромагнитная константа связи мала: она составляет $1/137$, так что сечение фотозффекта имеет величину порядка 10^{-4} *барн*, тогда как сечение рассеяния имеет величину порядка нескольких миллибарн). Тогда в качестве нулевого приближения мы можем пре-

небрежь электромагнитным взаимодействием. В этом случае для матрицы взаимодействия будем иметь

$$S_0 = \begin{vmatrix} p^\gamma & n^+ & p^0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & X & X \\ 0 & X & X \end{vmatrix} \quad (8.21)$$

Канал p^γ неэффективен, поскольку мы исключили электромагнитное взаимодействие. Но даже если и не делать такого предположения, то вряд ли канал p^γ будет иметь существенное значение, поскольку, как мы знаем, на электромагнитное поле заряд протона, по-видимому, не влияет, а рассеяние фотонов очень мало. Таким образом, можно положить сдвиг фаз α_γ равным нулю и записать

$$\exp[2i\alpha_\gamma] = 1. \quad (8.22)$$

Условием применения рассмотренного выше формализма является наличие одних только диагональных элементов в S_0 . Это не осуществляется для выбранных нами каналов, поскольку обменное рассеяние между n^+ и p^0 включает поперечные связи. Чтобы обойти эту трудность, мы выберем каналы не в виде чистых зарядовых состояний, а в виде их линейных комбинаций. В качестве чистых изотопических состояний мы возьмем состояния, соответствующие изотопическому спину $3/2$ и $1/2$:

$$\begin{aligned} \chi_3 &= \sqrt{\frac{1}{3}} n^+ + \sqrt{\frac{2}{3}} p^0, \\ \chi_1 &= -\sqrt{\frac{2}{3}} n^+ + \sqrt{\frac{1}{3}} p^0, \end{aligned} \quad (8.23)$$

поскольку между ними нет поперечной связи. Теперь мы можем записать

$$S_0 = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \exp[2i\alpha_3] & 0 \\ 0 & 0 & \exp[2i\alpha_1] \end{vmatrix} \quad (8.24)$$

и

$$S = \begin{vmatrix} 1 & i\rho_3 \exp[i\alpha_3] & i\rho_1 \exp[i\alpha_1] \\ i\rho_3 \exp[i\alpha_3] & \exp[2i\alpha_3] & X \\ i\rho_1 \exp[i\alpha_1] & X & \exp[2i\alpha_1] \end{vmatrix} \quad (8.25)$$

Недиагональные элементы рассеяния нас не интересуют.

Вернемся теперь к физическим состояниям. Зарядовое состояние, возникающее при фотоэффекте, описывается выражением

$$i\rho_3 \exp[i\alpha_3] \left(\sqrt{\frac{1}{3}} n^+ + \sqrt{\frac{2}{3}} p^0 \right) + \\ + i\rho_1 \exp[i\alpha_1] \left(-\sqrt{\frac{2}{3}} n^+ + \sqrt{\frac{1}{3}} p^0 \right).$$

Если мы объединим коэффициенты при физических состояниях и избавимся от множителя i , то получим

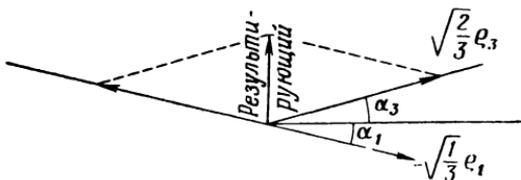
$$n^+ \left(\sqrt{\frac{1}{3}} \rho_3 \exp[i\alpha_3] - \sqrt{\frac{2}{3}} \rho_1 \exp[i\alpha_1] \right) + \\ + p^0 \left(\sqrt{\frac{2}{3}} \rho_3 \exp[i\alpha_3] + \sqrt{\frac{1}{3}} \rho_1 \exp[i\alpha_1] \right).$$

Мы должны обратить внимание на тот экспериментальный факт, что коэффициент при n^+ велик, а при p^0 мал, или по крайней мере трудно измерим.

Положив сначала сдвиг фаз равным нулю, мы получим, что выражение $\sqrt{\frac{1}{3}} \rho_3 - \sqrt{\frac{2}{3}} \rho_1$ велико, а $\sqrt{\frac{2}{3}} \rho_3 + \sqrt{\frac{1}{3}} \rho_1$ — очень мало. Таким образом, развиваемый формализм не приводит к противоречию; из него следует только, что ρ_3 и ρ_1 имеют противоположные знаки и $\sqrt{\frac{2}{3}} \rho_3 \approx -\rho_1$. Противоречие действительно будет иметь место, если коэффициент при p^0 будет точно равен нулю. Действительно, если два комплексных вектора обладают различным сдвигом фаз, то результирующий вектор будет отличен от нуля, как это показано на фиг. 12. Если α_3 и α_1 малы, то мы получим следующий результат для отношения обеих сечений:

$$\frac{\sigma(\rightarrow p^0)}{\sigma(\rightarrow n^+)} \geq \frac{2}{9} (\alpha_1 - \alpha_3)^2. \quad (8.26)$$

Другими словами, имеется некоторое основание для того, чтобы допустить отсутствие внутреннего обменного рассеяния. Так, если известны оба сечения рассеяния (мы имеем в виду только часть, относящуюся к s -волне) и если



Фиг. 12. Схема, иллюстрирующая эффективное погашение амплитуд, приводящее к малому значению p^0 электрического дипольного фоторождения.

$\alpha_1 \neq \alpha_3$ (как мы знаем, они не равны и противоположны по знаку), то существует минимальное значение сечения для p^0 -процесса.

Вблизи порога $\alpha_3 - \alpha_1$ приблизительно равно $10^3 \eta$, или соответственно в радианах $\sim 2 \cdot 10^{-1} \eta$. Следовательно, отношение сечений будет

$$\frac{\sigma(\rightarrow p^0)}{\sigma(\rightarrow n^+)} \geq 10^{-2} \eta^2. \quad (8.27)$$

Эта величина слишком мала и поэтому в настоящее время не может быть измерена.

Имеется еще и другое обстоятельство. Известно, что вблизи порога сдвиги фаз пропорциональны импульсу и, следовательно $(\alpha_1 - \alpha_3)^2 \sim \eta^2$. Сечение $\sigma(\rightarrow n^+)$ также пропорционально η , откуда следует, что

$$\sigma(\rightarrow p^0) \geq c \eta^3. \quad (8.28)$$

Такая зависимость от энергии аналогична зависимости для p -волны при фоторождении мезонов и делает крайне трудным экспериментальное выделение малого вклада s -волны ¹⁾.

¹⁾ Присутствие малой s -волны при фоторождении было обнаружено при наблюдении малой асимметрии (член $\cos \theta$) в угловом распределении p^0 -реакции, вызванной интерференцией между s -волной и преобладающим образованием p -волны [Y. Goldschmidt-Clermont, L. S. Osborne, M. Scott, Phys. Rev., 97, 188 (1955)]. — *Примечание Фельда.*

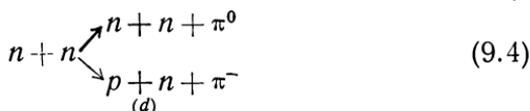
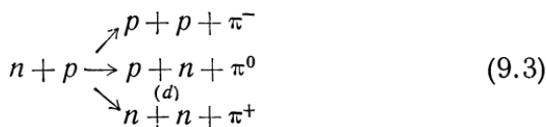
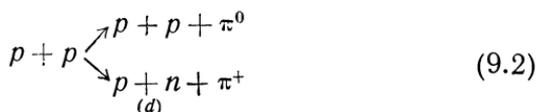
9. Образование мезонов при столкновениях нуклон—нуклон

Рассмотрим реакцию



Такая реакция изучена экспериментально сравнительно подробно вплоть до энергий бомбардирующих нуклонов порядка 450 Мэв. При таких энергиях бомбардирующих нуклонов энергия испущенного π -мезона составляет около 70 Мэв в системе центра масс. Эта энергия мала по сравнению с μc^2 , поэтому мы можем воспользоваться некоторыми упрощениями, которые справедливы только вблизи порога.

Возможны различные пути реакции



Символ (d) означает, что в результате реакции протон и нейтрон могут оказаться связанными, образуя дейтрон. Не все из указанных реакций наблюдались в действительности. Так, нельзя прямо осуществить процесс (9.4), и приходится использовать нейтрон, слабо связанный в дейтерии. Однако при этом мы не получаем достаточно полных сведений о процессе и поэтому вообще не будем его рассматривать. Реакции (9.2) и (9.4) симметричны в зарядовом отношении, поэтому мы можем ожидать, что эти реакции будут иметь одинаковые свойства.

Чтобы разобраться в весьма обширном, но все же неполном экспериментальном материале, относящемся к реакциям (9.2) и (9.3), мы будем основываться на сохранении изотопического спина.

В начальном состоянии мы имеем два нуклона, образующих состояние с полным изотопическим спином $T=1$ или 0. Таким образом, имеются две возможности для начального состояния. В случае $T=1$ реальными физическими состояниями могут быть pp , pn или nn в зависимости от ориентации изотопического спина в зарядовом пространстве. Однако ориентация вектора изотопического спина в зарядовом пространстве несущественна; свойства процесса определяются величиной вектора, а не значениями трех его компонент.

В конечном состоянии система состоит из π -мезона с $T=1$ и двух нуклонов, для которых суммарный изотопический спин T_{2N} опять может быть равен либо 1, либо 0. Конечно, суммарный изотопический спин системы трех частиц $\pi + 2N$ должен быть равен начальному изотопическому спину. Это приводит к классификации возможных процессов по двум индексам, характеризующим изотопический спин начального состояния ($T=0$ или 1) и изотопический спин двух нуклонов в конечном состоянии. Таким образом могут осуществиться следующие комбинации, приведенные в табл. 8.

Таблица 8

КЛАССИФИКАЦИЯ СОСТОЯНИЯ ПО ИЗОТОПИЧЕСКОМУ СПИНУ ДВУХ НУКЛОНОВ
 $N + N \rightarrow N + N + \pi$

Начальный изотопический спин T	Конечный изотопический спин T_{2N}	Классификация
1	1	11
1	0	10
0	1	01
(0)	(0)	(00)

(Так, например, 01 означает реакцию, в которой в начальном состоянии два сталкивающихся нуклона образуют систему с $T=0$, а в конечном состоянии два нуклона образуют систему с $T=1$, что в комбинации с $T=1$ -мезона дает в результате нуль.)

Гипотеза о сохранении изотопического спина исключает, очевидно, комбинацию $T=0$, $T_{2N}=0$. Таким образом, оста-

ются только три возможности. Очень важно решить экспериментально вопрос о том, действительно ли вся совокупность физических реакций сводится к этим трем возможностям. Такой анализ был проведен Розенфельдом [12]. При дальнейшем обсуждении я воспользуюсь его результатами. Введем следующие обозначения: зарядовые состояния системы из двух нуклонов с полным изотопическим спином, равным единице, обозначим через A_1 , A_0 , A_{-1} , а единственное зарядовое состояние, соответствующее полному изотопическому спину, равному нулю,—через B . Тогда имеем

$$\begin{aligned} A_1 &= pp, \\ A_{-1} &= nn, \\ A_0 &= \frac{pn + np}{\sqrt{2}} \quad (\text{симметричная комбинация}), \\ B &= \frac{pn - np}{\sqrt{2}} \quad (\text{антисимметричная комбинация}) \end{aligned} \quad (9.5)$$

Предположим, например, что мы исходим из состояния B ($T = 0$). Как видно из табл. 8, при $T = 0$ конечным состоянием должно быть состояние $T_{23} = 1$. Таким образом, после столкновения начальная система переходит в систему из двух нуклонов в состоянии A и π -мезона с полным изотопическим спином, равным единице. Мы обозначим это конечное состояние через $(A\pi)_0$, где индекс указывает, что полный изотопический спин системы равен нулю.

Тогда можно записать

$$\begin{aligned} B &\rightarrow \Gamma_{01} (A\pi)_0, \\ A &\rightarrow \Gamma_{10} (B\pi)_1 + \Gamma_{11} (A\pi)_1, \end{aligned} \quad (9.6)$$

где Γ_{01} , Γ_{11} , Γ_{10} — амплитуды переходов, которые определяют интенсивность процессов. Второе из соотношений (9.6) содержит два члена, поскольку два нуклона в конечном состоянии могут иметь изотопический спин, равный нулю или единице.

Таким путем мы описали явление с помощью трех амплитуд переходов Γ_{01} , Γ_{11} и Γ_{10} . Используя обычные правила

для комбинации моментов количества движения, получаем

$$(A\pi)_0 = \frac{1}{\sqrt{3}} (A_1\pi^- + A_{-1}\pi^+ - A_0\pi^0),$$

$$(A\pi)_1 = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{2}} (A_1\pi^0 - A_0\pi^+) & T_3 = +1, \\ \frac{1}{\sqrt{2}} (A_1\pi^- - A_{-1}\pi^+) & T_3 = 0, \\ \frac{1}{\sqrt{2}} (A_0\pi^- - A_{-1}\pi^0) & T_3 = -1; \end{cases} \quad (9.7)$$

$$(B\pi)_1 = \begin{cases} B\pi^+ & T_3 = +1, \\ B\pi^0 & T_3 = 0, \\ B\pi^- & T_3 = -1. \end{cases}$$

где A_1 , A_{-1} , A_0 могут быть выражены в терминах физических состояний с помощью (9.5). Рассмотрим, например, начальное состояние с двумя протонами ($T = 1$, $T_3 = 1$). Согласно (9.6) и (9.7), имеем

$$(pp) \rightarrow \Gamma_{10}(B\pi^+) + \Gamma_{11} \left(\frac{A_1\pi^0 - A_0\pi^+}{\sqrt{2}} \right). \quad (9.8)$$

Коэффициенты Γ , вообще говоря, являются функциями начальной энергии, энергии π -мезона и его угла вылета. Используя (9.5), соотношение (9.8) можно записать иначе:

$$(pp) \rightarrow \left(\frac{\Gamma_{10}}{\sqrt{2}} - \frac{\Gamma_{11}}{2} \right) (pn+) - \left(\frac{\Gamma_{10}}{\sqrt{2}} + \frac{\Gamma_{11}}{\sqrt{2}} \right) (np+) + \frac{\Gamma_{11}}{\sqrt{2}} (pp0). \quad (9.9)$$

В обоих случаях $[(pn+) \text{ и } (np+)]$ в системе есть протон, нейтрон и π^+ -мезон, но в первом случае протон стоит на первом месте. Действительное различие этих двух состояний зависит от того, что мы называем первым и что вторым нуклоном. Мы будем называть первым нуклоном тот нуклон, проекция импульса которого в системе центра масс на направление импульса π -мезона имеет наибольшее алгебраическое значение (фиг. 13).

Поскольку мы интересуемся сечениями, проинтегрированными по всем углам, различие между первым и вторым нуклоном не имеет значения. Из соотношения (9.9) без учета различия $(pn+)$ и $(np+)$ -состояний получаем

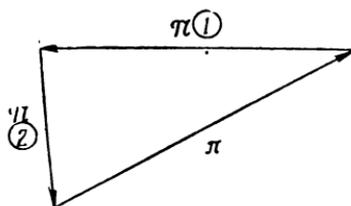
$$\sigma(pp) = \sigma(pp \rightarrow pp0) + \sigma(pp \rightarrow pn+),$$

где

$$\begin{aligned} \sigma(pp \rightarrow pp0) &= \frac{1}{2} \int |\Gamma_{11}|^2 dx, \\ \sigma(pp \rightarrow pn+) &= \int |\Gamma_{10}|^2 dx + \frac{1}{2} \int |\Gamma_{11}|^2 dx. \end{aligned} \quad (9.10)$$

Здесь под переменной интегрирования x понимаются угловые, энергетические и другие переменные. Мы можем совершенно аналогичным способом проанализировать и все другие процессы и выразить все сечения с помощью трех следующих сечений:

$$\begin{aligned} \sigma_{11} &= \frac{1}{2} \int |\Gamma_{11}|^2 dx, \\ \sigma_{10} &= \int |\Gamma_{10}|^2 dx, \\ \sigma_{01} &= \frac{1}{3} \int |\Gamma_{01}|^2 dx. \end{aligned} \quad (9.11)$$



Фиг. 13. Схема, иллюстрирующая метод классификации двух идентичных нуклонов в реакции $N+N \rightarrow N+N+\pi$.

Таким образом, получаем

$$\begin{aligned} \sigma(pp \rightarrow pp0) &= \sigma_{11}, \\ \sigma(pp \rightarrow pn+) &= \sigma_{10} + \sigma_{11}, \\ \sigma(np \rightarrow pp-) &= \frac{1}{2}(\sigma_{01} + \sigma_{11}), \\ \sigma(np \rightarrow np0) &= \frac{1}{2}(\sigma_{01} + \sigma_{10}), \\ \sigma(np \rightarrow nn+) &= \frac{1}{2}(\sigma_{01} + \sigma_{11}), \end{aligned} \quad (9.12)$$

где σ , вообще говоря, есть функция энергии

$$\sigma = \sigma(E_{\text{нач.}}, E_{\pi}). \quad (9.13)$$

В двух реакциях

$$pp \rightarrow pn + ,$$

$$np \rightarrow np0$$

имеется значительная вероятность (порядка 50%) того, что два нуклона вылетят в связанном состоянии в виде дейтрона. В этом случае для сечений имеем

$$\begin{aligned} \sigma(pp \rightarrow d +) &= \sigma_{10}(d), \\ \sigma(np \rightarrow d0) &= \frac{1}{2} \sigma_{10}(d) \end{aligned} \quad (9.14)$$

(более простой вид этих выражений определяется тем, что для дейтрона $T = 0$). Поскольку в данном случае имеет место реакция с двумя частицами, $\sigma(d)$ есть функция только начальной энергии.

Мы располагаем значительным количеством экспериментальных сведений о различных процессах такого типа, протекающих при различных энергиях. Следуя работе Розенфельда [12], мы попытаемся найти из экспериментальных данных функции σ_{11} , σ_{10} , σ_{01} . При изучении образования π^0 -мезонов в pp -столкновении мы получаем непосредственно σ_{11} ; аналогично, $\sigma_{10}(d)$ определяется независимо из реакции (9.14). Достаточно полны экспериментальные данные о реакции $pp \rightarrow d\pi^+$; часть из них получена из наблюдения прямой, часть—из наблюдений обратной реакции. Наоборот, сведения о других реакциях довольно скудны.

Рассмотрим теперь подробнее моменты количества движения для трех процессов: (11), (10), (01). В табл. 9 приведены возможные состояния с моментами количества движения, удовлетворяющими принципу Паули, для двух нуклонов с $T = 0$ или $T = 1$.

Индексы соответствуют значениям l . Рассмотрим теперь процесс (10), о котором имеются наиболее полные экспериментальные сведения. Возможные конечные состояния двух нуклонов указаны в левом столбце табл. 9. Так, например, два нуклона могут находиться в 3S_1 -состоянии. Кроме того, в конечном состоянии имеется π -мезон. Его состояние мы будем характеризовать моментом количества движения (s, p, d, \dots) в системе центра масс.

Обозначим, например, символом (3S_1p) конечное состояние, в котором два нуклона находятся в 3S_1 -состоянии, а π -мезон на p -орбите.

В табл. 10 приведены наиболее существенные начальные и конечные состояния для (10)-процесса.

Таблица 9

СОСТОЯНИЯ С МОМЕНТАМИ КОЛИЧЕСТВА ДВИЖЕНИЯ, УДОВЛЕТВОРЯЮЩИМИ ПРИНЦИПУ ПАУЛИ, ДЛЯ ДВУХ НУКЛОНОВ В СОСТОЯНИЯХ С ДВУМЯ ВОЗМОЖНЫМИ ИЗОТОПИЧЕСКИМИ СПИНАМИ

$T=0$	$T=1$
3S_1	1S_0
1P_1	${}^3P_{0, 1, 2}$
${}^3D_{1, 2, 3}$	1D_2
1F_3	${}^3F_{2, 3, 4}$

Таблица 10

МОМЕНТЫ КОЛИЧЕСТВА ДВИЖЕНИЯ ДЛЯ РЕАКЦИИ $\mathcal{N} + \mathcal{N} \rightarrow \mathcal{N} + \mathcal{N} + \pi$, В КОТОРОЙ НУКЛОНЫ НАХОДЯТСЯ СНАЧАЛА В СОСТОЯНИИ $T=1$, А В КОНЦЕ В СОСТОЯНИИ $T=0$

Процесс	Начальное состояние	Конечное состояние	I	Четность
(10)	3P_1	(${}^3S_1, s$)	1	—
	1S_0	(${}^3S_1, p$)	0	+
	1D_2	(${}^3S_1, p$)	2	+

При составлении этой таблицы мы рассматривали только конечные состояния типа (Ss) и (Sp). Более высокие моменты π -мезонов невозможны при малых энергиях. Кроме того, нуклоны с большой вероятностью испускаются в S -состоянии вследствие большого веса этого состояния, обусловленного нуклон-нуклонными силами.

Отметим, что в табл. 10 отсутствует конечное состояние (3S_1p) с $I=1$. Причина этого заключается в том, что не существует начального состояния с $T=1$, которое обладало бы допустимыми моментами количества движения и четностью.

Мы нашли раньше, что сечения различных рассматриваемых процессов образования π -мезонов можно записать как линейную комбинацию величин σ_{01} , σ_{10} , σ_{11} , являющихся функциями начальной энергии двух нуклонов и энергии испущенного π -мезона. Коэффициенты в различных комбинациях σ для различных представляющих интерес процессов приведены в табл. 11.

Рассмотрим теперь экспериментальные данные, относящиеся к различным реакциям. За исключением двух случаев образования дейтрона в конечном состоянии, π -мезоны испускаются с непрерывным энергетическим спектром.

Таблица 11

СОСТОЯНИЯ С ИЗОТОПИЧЕСКИМ
СПИНОМ, УЧАСТВУЮЩИЕ
В РАЗЛИЧНЫХ РЕАКЦИЯХ, ПРИ-
ВОДЯЩИХ К ОБРАЗОВАНИЮ
 π -МЕЗОНА ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ
НУКЛОН—НУКЛОН

Реакция	Коэффициент при		
	σ_{01}	σ_{10}	σ_{11}
$pp \rightarrow pp0$	0	0	1
$\rightarrow np +$	0	1	1
$\rightarrow d +$	0	1	0
$np \rightarrow pp -$	$1/2$	0	$1/2$
$\rightarrow np0$	$1/2$	$1/2$	0
$\rightarrow d0$	0	$1/2$	0
$\rightarrow nn +$	$1/2$	0	$1/2$

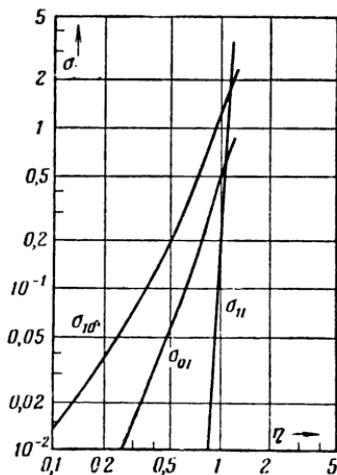
На фиг. 14, взятой из упомянутой выше статьи Розенфельда [12], приводятся кривые, согласующиеся с наблюдаемыми сечениями для различных процессов в зависимости от максимального значения импульса π -мезона в системе центра масс в единицах μc (импульсы обозначены через η). Эти кривые получены на основе следующих соображений.

а) Экспериментальные значения сечения для реакции $pp \rightarrow d +$ хорошо согласуются с выражением вида $0,14\eta + 1,0\eta^3$. Эта формула имеет полутеоретическое обоснование, которое мы рассмотрим позднее. Из табл. 11 видно, что сечение содержит только член с σ_{10} ; мы обозначим это сечение через $\sigma_{10}(d)$, чтобы напомнить, что оно появляется в реакции, в которой в конечном состоянии возникает дейтрон.

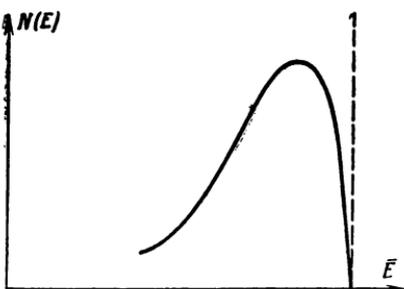
б) Другим сечением, измеренным экспериментально, является сечение для реакции $pp \rightarrow np +$, в которой ней-

трон и протон испускаются в свободном состоянии. Экспериментально часто бывает легче обнаружить испущенный π -мезон, не зная при этом, в связанном или свободном состоянии находятся нуклоны. Кривая σ_{10} на фиг. 14 соответствует сумме сечений для реакции $pp \rightarrow pn +$ и реакции $pp \rightarrow d +$. Интенсивность обоих процессов, грубо говоря, одинакова.

в) В настоящее время известны только две эксперимен-



Фиг. 14. Зависимость сечения (в миллибарнах) трех основных реакций, определяющих образование π -мезонов при столкновении нуклон—нуклон, от максимального импульса π -мезона в системе центра масс.



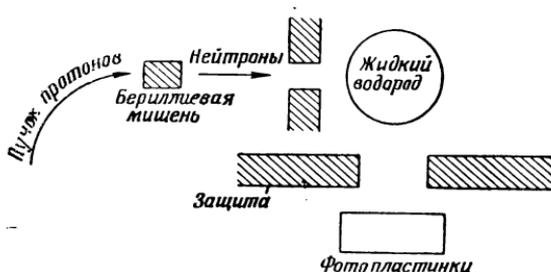
Фиг. 15. Спектр нейтронов, образующихся при бомбардировке бериллиевой мишени моноэнергетическим пучком протонов высокой энергии.

тальные точки для сечения $pp \rightarrow pp0$, т. е. для $\sigma_{11}(\eta)$. Пока мы не располагаем другими сведениями, поэтому самое лучшее, что мы можем сделать, чтобы описать функцию возбуждения,—это соединить обе точки (для 350 и 450 Мэв) прямой линией в выбранном нами двойном логарифмическом масштабе. Эта линия описывается уравнением $\sigma_{11} \approx 0,2\eta^8$.

г) Опишем теперь кратко экспериментальные методы изучения реакции столкновения нейтрон—протон, которые позволяют получить σ_{01} . Пучок нейтронов может быть получен при рассеянии с перезарядкой пучка протонов от ускорителя на подходящей мишени, например мишени из

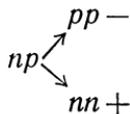
бериллия. При этом образуются немонахроматические нейтроны, спектр которых подобен изображенному на фиг. 15.

В опытах, которые мы рассматриваем, в основном применялись два метода. Это методы Иода (не опубликовано) и Райта и Шлютера [13].



Фиг. 16. Метод Иода для наблюдения образования π -мезонов в $n-p$ -соударениях.

Метод Иода заключается в изучении np -реакций с испусканием положительных и отрицательных π -мезонов. В качестве мишени использовался жидкий водород; следы π -мезонов наблюдались в фотопластинках, расположенных соответствующим образом (фиг. 16). Таким способом можно изучить полное сечение и угловое распределение для реакции



Райт и Шлютер в отличие от этого использовали диффузионную камеру, наполненную водородом под давлением 30 атм и помещенную в магнитное поле. Поскольку нейтроны не обнаруживаются в камере, пока не произошло взаимодействие, в этом случае можно работать с нейтронным пучком большой интенсивности. Большинство экспериментально наблюдаемых случаев относятся к рассеянию нейтрон—протон. Эти случаи служат для калибровки как интенсивности, так и энергетического спектра первичных нейтронов. В этих опытах возможна очень хорошая коллимация, поскольку мишень и камера могут быть распо-

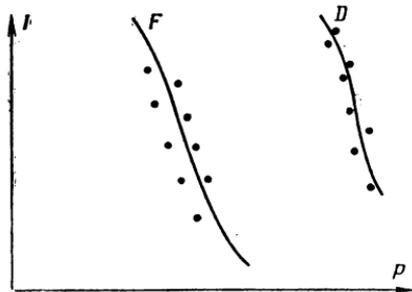
ложены на расстоянии около 10 м, что позволяет проводить угловые измерения с большой точностью.

Работая на малой частоте импульсов (около одного импульса каждые 30 сек.), чтобы избежать локальных уменьшений концентрации паров спирта и иметь возможность осуществлять строгую регулировку температуры в камере, эти авторы смогли однозначно разделить протонные и дейтронные следы по их кривизне и плотности вдоль следа (фиг. 17). Таким способом они отделили случаи рассеяния нейтрон—протон от 100 случаев, относящихся к реакции $n + p \rightarrow d + \pi^0$, и получили сечение для этого процесса. Это сечение обозначено в табл. 11 как $1/2\sigma_{10}$. Согласно теории, должно иметь место соотношение

$$2\sigma(np \rightarrow d0) = \sigma(pp \rightarrow d+). \quad (9.15)$$

Было найдено, что это соотношение действительно справедливо.

На той же серии фотографий Райт и Шлютер наблюдали много случаев реакций $np \rightarrow pp-$ и $np \rightarrow nn+$. Первые



Фиг. 17. Зависимость ионизации от импульса для следов частиц, наблюдаемых в диффузионной камере, наполненной водородом, при бомбардировке быстрыми нейтронами (в опытах Райта и Шлютера).

легко выделить как случаи трехлучевых звезд. Особенностью реакции $np \rightarrow pp-$ является угловая асимметрия испускания π -мезонов. В системе центра масс отрицательный мезон испускается в основном в направлении первичного нейтрона. Наоборот, положительный мезон испускается преимущественно в противоположном направлении.

Сечение σ_{01} измерялось только при одной энергии (средняя энергия бомбардирующих нейтронов ~ 400 Мэв). Из табл. 11 следует, что

$$\sigma(np \rightarrow np+) + \sigma(np \rightarrow pp-) - \sigma(pp \rightarrow pp0) = \sigma_{01}. \quad (9.16)$$

Можно ожидать, что функция возбуждения для σ_{01} будет пропорциональна η^4 . На основании единственной экспериментальной точки можно считать, что коэффициент при η^4 составляет около 0,5 мбарн.

Итак, приближенные значения и энергетическая зависимость сечений для трех основных процессов имеют вид

$$\begin{aligned} \sigma_{10} &= \begin{cases} d; & 0,14\eta + 1,0\eta^3, \\ np; & 1,0\eta^4, \end{cases} & (9.17) \\ \sigma_{01} &= 0,5\eta^4, \\ \sigma_{11} &= 0,2\eta^8. \end{aligned}$$

Зависимость вышеприведенных сечений от η , насколько позволяют сейчас судить экспериментальные данные, находится в качественном согласии с теоретической схемой Брюкнера, Сербера и Ватсона [14], которые подчеркивают значение гипотезы о том, что π -мезоны обычно испускаются в p -состоянии.

Рассмотрим, далее, основную реакцию Юкавы

$$\mathcal{N} \rightleftharpoons \mathcal{N} + \pi \quad (9.18)$$

и предположим, что нуклон, обладающий большой массой, покоится. Момент количества движения и четность состояния, соответствующего левой части (9.18), равны $(1/2 +)$. Четность состояния правой части есть $(-1)^{l+1}$, поскольку π -мезон описывается псевдоскалярной функцией. Таким образом, чтобы четность сохранялась, π -мезон должен быть испущен в состоянии с нечетным l . Момент количества движения $J = 1/2$ можно тогда получить *только* при $l = 1$, что в комбинации со спином нуклона в конечном состоянии, равным $1/2$, даст суммарный спин, равный $1/2$.

Таким образом, мы приходим к выводу, что покоящийся нуклон испускает π -мезоны только в p -состоянии. Распространение этого вывода на π -мезоны, испущенные при соударении двух нуклонов, не будет достаточно корректным. В промежуточных состояниях процесса нуклоны могут обла-

дать большими относительными скоростями, так что приведенное рассуждение не будет иметь силы. Более того, может также иметь значение образование виртуальных нуклон-antinуклонных пар; в этом случае π -мезоны будут испускаться преимущественно в s -, а не p -состоянии. Однако надо, по-видимому, считать, что преимущественное испускание π -мезонов в p -состоянии хорошо подтверждается экспериментом, по крайней мере для энергий, не слишком сильно отличающихся от порога образования π -мезонов.

Зависимость функции возбуждения вблизи порога от энергии для реакции, в которой образуется n частиц, определяется зависимостью от энергии матричного элемента перехода и статистическим весом конечного состояния. Статистический вес S вблизи порога дается выражением

$$S = \text{const} \cdot p^{3n-5}, \quad (9.19)$$

где p — максимальный импульс испущенных частиц при заданной энергии. Этот результат можно получить, если заметить, что размерность S пропорциональна отношению объема V_p в импульсном пространстве к энергии E . Для n независимых частиц импульсное пространство является $3n$ -мерным пространством. Однако в силу закона сохранения центра масс импульсы только $(n-1)$ частицы можно задать произвольно и, следовательно, мерность V_p уменьшается до $3(n-1)$.

Поэтому

$$V_p \sim p^{3n-3}. \quad (9.20)$$

Вблизи порога, когда испускаются нерелятивистские частицы, можно также считать, что

$$E \sim p^2, \quad (9.21)$$

тогда

$$S \sim \frac{V_p}{E} \sim p^{3n-5}. \quad (9.22)$$

Если бы все частицы испускались в s -состоянии, то матричный элемент вблизи порога не зависел бы от энергии и сечение реакции было бы пропорционально (9.19):

$$\sigma \sim p^{3n-5} \text{ (только для } s\text{-состояний)}. \quad (9.23)$$

Однако если частицы преимущественно испускаются в p -состоянии, появляется дополнительная степень p .

Матричный элемент будет при этом пропорционален p^q , где q —число частиц, испущенных в p -состоянии. В этом случае (9.22) нужно умножить на дополнительный множитель p^{2q} , поскольку сечение пропорционально квадрату матричного элемента. Получаем теперь

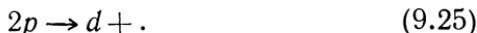
$$\sigma \sim \eta^{2q+3n-5} \quad (q \text{ частиц в } p\text{-состоянии}). \quad (9.24)$$

Применим эту формулу к реакции $\sigma_{10}(d)$, в которой образуются две частицы, π и d . Согласно (9.24), функция возбуждения должна быть пропорциональна либо η , либо η^3 в зависимости от того, испускается ли π -мезон в s - или p -состоянии. Действительно, эта реакция изображалась [см. (9.17)] с помощью двух слагаемых, первое из которых соответствует испусканию π -мезонов в s -состоянии, а второе (имеющее обычно бóльшую величину) — испусканию π -мезонов в p -состоянии.

Реакции $\sigma_{10}(np)$ и σ_{01} имеют различную энергетическую зависимость. Для трех частиц, из которых только одна (π -мезон) находится в p -состоянии, согласно (9.24), можно ожидать $\sigma \sim \eta^6$. Но два нуклона не являются полностью свободными, поскольку они должны обладать очень малыми относительными энергиями. Это обусловлено ядерными силами, которые стремятся привести к образованию квази-связанного «виртуального состояния» двух нуклонов.

Если бы это было полностью справедливо и оба нуклона находились в связанном состоянии, то следовало бы ожидать реакции с участием двух частиц с энергетической зависимостью вида η^3 . В действительности имеет место промежуточное положение, и эмпирическая интерполяция между двумя предельными случаями η^3 и η^6 приводит к приближенной зависимости $\sigma \sim \eta^4$. Резкий ход функции возбуждения для σ_{11} -процесса мы обсудим ниже.

Рассмотрим более детально реакцию



Ее сечение, согласно (9.17), равно

$$\sigma(pp \rightarrow d +) = 0,14\eta + 1,0\eta^3 \text{ мбарн},$$

что достаточно хорошо соответствует экспериментальным данным. Первый член отвечает π -мезонам, испущенным в s -состоянии, второй—в p -состоянии.

В том интервале энергий, о котором имеются экспериментальные сведения, основную роль играет второй член, а первый дает лишь малые поправки. Поэтому сравнение с экспериментальными данными не дает надежного значения величины коэффициента η . Принятое значение 0,14 было получено Розенфельдом [12] методом, который год спустя применили Брюкнер, Сербер и Ватсон [15] при интерпретации опытов Пановского [16]. В опытах Пановского π^- -мезон останавливается в газообразном дейтерии и соединяется с дейтроном, образуя мезоатом; при этом мезон успевает попасть на K -орбиту системы. Таким образом, мы имеем систему, состоящую из дейтронов и π^- -мезонов с очень малой энергией (отрицательной). Согласно Пановскому, могут иметь место две реакции:



Пановский приходит к выводу, что в 70% случаев имеет место первая и в 30% случаев—вторая реакция. Реакцией, обратной первой, будет



Эта реакция зарядово-симметрична реакции $2p \rightarrow d + \pi^+$. Из общих соображений можно ожидать, что эти реакции будут иметь сравнимые значения интенсивности. Используя принцип детального равновесия, можно определить вероятность обратной реакции, если известна вероятность перехода по первой ветви (9.26). Это позволило бы найти значение сечения и для аналогичной реакции (9.25). Однако в опытах Пановского реакции (9.26) и (9.27) протекают за столь короткое время (порядка 10^{-14} сек.), что мы не можем определить вероятность каждой реакции, а только отношение обеих вероятностей.

Попытаемся определить вероятность (9.27) и по этой вероятности, а также по известному отношению вероятностей реакцией (9.26) и (9.27) вычислить вероятность реакции (9.26). Используем для этого то обстоятельство, что дейтрон представляет собой систему слабо связанных протона и нейтрона, и вместо того чтобы вычислять вероятность реакции

(9.27), вычислим вероятность реакции

$$(p + n) + \pi^- = 2n + \gamma, \quad (9.29)$$

которая тесно связана с реакцией

$$p + \pi^- \rightarrow n + \gamma \quad (9.30)$$

(дополнительный нейтрон играет сравнительно малую роль).

Брюкнер, Сербер и Ватсон [15] оценили отношение вероятностей реакций (9.29) и (9.30); согласно их данным, это отношение равно $2/3$.

Реакция (9.30) обратна реакции фотоэффекта $n + \gamma \rightarrow p + \pi^-$, связанной с реакцией $p + \gamma \rightarrow n + \pi^+$ множителем порядка 1,5. Последняя реакция изучалась вблизи порога Бернардини и Гольдвассером [10]. Таким образом, имеются все необходимые данные для вычисления сечения реакции (9.25) вблизи порога. Выполняя все вычисления, можно получить слагаемое $0,14\eta$ мбарн, входящее в выражение (9.17).

Рассмотрим теперь угловое распределение в реакции (9.25). Если предположить, что π -мезоны могут испускаться либо в s -, либо в p -состоянии, то имеются только три возможности, которые мы приводим в табл. 12.

Таблица 12

УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ В РЕАКЦИИ $\mathcal{N} + \mathcal{N} \rightarrow d + \pi$ В ПРЕДПОЛОЖЕНИИ, ЧТО π -МЕЗОН ИСПУСКАЕТСЯ ЛИБО В s -, ЛИБО В p -СОСТОЯНИИ

Начальное состояние	Конечное состояние	Угловое распределение
${}^3P_1 \rightarrow ({}^3S_1, s)_{1-}$		Изотропное
${}^1S_0 \rightarrow ({}^3S_1, p)_{0+}$		»
${}^1D_2 \rightarrow ({}^3S_1, p)_{2+}$		$1/3 + \cos^2 \theta$

Угловое распределение, представленное в последнем столбце табл. 12, относится к тому случаю, когда рассматривается только одно значение момента количества движения. В противном случае может иметь место интерференция состояний с различными моментами количества движения.

Угловое распределение в первой строке табл. 12 изотропно, поскольку π -мезон

испускается в s -состоянии. Во второй строке мы также имеем изотропное угловое распределение, так как рассматриваемое состояние характеризуется значением $I = 0$.

Угловое распределение, приведенное в третьей строке, должно иметь вид $\frac{1}{3} + \cos^2\theta$, что можно видеть из следующих соображений. Начальное состояние 1D_2 соответствует значению $I=2$ и нулевому спину. Как можно показать, разложив плоскую волну e^{ikz} по сферическим гармоникам, z -компонента момента количества движения равна нулю. Тогда конечное состояние также должно иметь $I=2$ и $m=0$. Момент количества движения этого состояния складывается из спина дейтрона $S=1$ и орбитального момента количества движения π -мезона, испущенного в p -состоянии, который равен 1.

Используя метод Кондона и Шортли [8], можно найти подходящую линейную комбинацию спиновой функции $S=1$ и сферической гармоники $L=1$, соответствующую состоянию с $I=2$ и $m=0$. Такой комбинацией будет

$$s_{+1}L_{-1} + s_{-1}L_{+1} + 2s_0L_0,$$

где

$$L_{+1} = Y_{11} \sim -\frac{\sin\theta e^{i\varphi}}{\sqrt{2}}; \quad L_0 = Y_{10} \sim \cos\theta;$$

$$L_{-1} = Y_{1,-1} \sim \frac{\sin\theta e^{-i\varphi}}{\sqrt{2}}. \quad (9.31)$$

Угловое распределение определяется суммой квадратов модулей коэффициентов трех спиновых функций и, следовательно, пропорционально

$$2 \frac{\sin^2\theta}{2} + 4 \cos^2\theta = 1 + 3 \cos^2\theta \sim \frac{1}{3} + \cos^2\theta.$$

В том случае, когда все три состояния, указанные в табл. 12, участвуют в реакции, ожидаемое угловое распределение вследствие интерференции не будет просто суммой трех распределений. Заметим, что начальное состояние 3P_1 не интерферирует с двумя другими, являющимися синглетными состояниями (1S_0 и 1D_2) и интерферирующими между собой. Можно показать, что интерференция этих двух состояний приводит к следующему угловому распре-

делению π -мезонов:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim A + \cos^2\theta, \quad (9.32)$$

где

$$A = \frac{1 - 2\varepsilon_1 + \varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2}{3 + 6\varepsilon_1}, \quad (9.33)$$

а $\varepsilon = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2$ есть отношение амплитуд (комплексных) переходов второго и третьего процессов, указанных в табл. 12. Чтобы получить полное конечное угловое распределение, прибавим к $A + \cos^2\theta$ изотропную интенсивность B , обусловленную первым процессом

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim C + \cos^2\theta, \quad \text{где } C = A + B. \quad (9.34)$$

Величину C можно измерить при различных энергиях и нанести ее на график как функцию импульса π -мезона η . При этом получается сильный разброс точек вследствие больших экспериментальных ошибок. Однако расположение точек показывает, что для большинства энергий C близко к $1/3$. Отсюда следует, что третий процесс табл. 12 является преобладающим. Следуя Розенфельду [12], можно попытаться разделить полную интенсивность трех процессов, приведенных в табл. 12.

При этом возможен большой произвол, обусловленный малой точностью измерения величины C . Приведем все же отношение интенсивности трех процессов, удовлетворяющее экспериментальным данным:

$$0,14\eta : 0,04\eta^3 : 0,96\eta^3.$$

Процессы расположены в той же последовательности, что и в таблице.

Наиболее удивительной является относительная величина третьего процесса. Можно предполагать, что эта особенность связана с большим коэффициентом усиления p -состояния в системе π -мезон—нуклон с $I = 3/2$ и $T = 3/2$ [(3,3)-состояние]. Для проверки этого предположения допустим, что в преобладающем процессе π -мезон и испустивший его нуклон \mathfrak{N}_1 находятся в (3,3)-состоянии. Нуклон \mathfrak{N}_2 должен быть при этом в s -состоянии относительно \mathfrak{N}_1 . Конечное состояние (9.25) состоит таким образом из двух

частей

Первая часть: $(\mathfrak{N}_1 + \pi) \quad T = 3/2, I = 3/2, \text{ четность } +;$

Вторая часть: нуклон $\mathfrak{N}_2 \quad T = 1/2, I = 1/2, \text{ четность } +.$

Возможные значения результирующих векторов для такого типа конечного состояния будут

$$T = 1 \text{ или } 2,$$

$$I = 1 \text{ или } 2$$

$$\text{Четность } +$$

В конечном состоянии значения T , I и четности должны быть теми же, что и для системы из двух нуклонов в начальном состоянии. Для двух нуклонов значение T может быть либо 0, либо 1, однако подходящим является только $T = 1$.

Для $T = 1$ возможны следующие состояния двух нуклонов:

$${}^1S_0, \quad {}^3P_{0,1,2}, \quad {}^1D_2, \quad {}^3F_{2,3,4}, \dots$$

Из них только 1D_2 имеет подходящие значения четности и I . Таким образом, гипотеза о том, что большой коэффициент усиления в (3,3)-состоянии определяет преобладание реакции (9.25), естественно приводит к выводу о доминирующей роли третьего процесса в табл. 12.

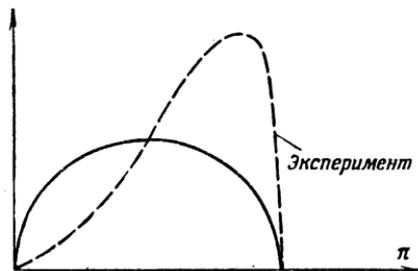
Рассмотрим теперь реакцию



В этой реакции π -мезоны испускаются с непрерывным энергетическим спектром с максимумом в области больших энергий. Каковы те качественные особенности, которые определяют такое энергетическое распределение? Для ответа на этот вопрос лучше всего провести сравнение наблюдаемого энергетического спектра с тем, который ожидается вблизи порога (нерелятивистская область) в предположении, что вид спектра определяется лишь статистическим весом конечного состояния. Если бы такое предположение было верным, то энергетический спектр имел бы вид полукруглости, изображенной на фиг. 18.

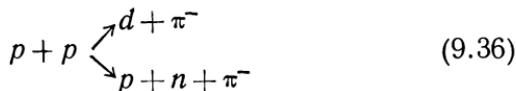
Существуют два фактора, изменяющие вид спектра. Первый—это коэффициент усиления, обусловленный силами, действующими между двумя нуклонами и приводящими

обычно к тому, что нуклоны испускаются с малыми, а, следовательно, π -мезоны с большими энергиями. Второй фактор связан с тем, что π -мезон испускается в p -состоянии. Это означает, что матричный элемент перехода пропорционален импульсу π -мезона, а интенсивность—квадрату импульса. Оба фактора изменяют вид спектра, приближая его к экспериментальному спектру, показанному на фиг. 18.



Ф и г. 18. Экспериментальное энергетическое распределение π -мезонов, образованных в реакции $p + p \rightarrow p + n + \pi^+$ (пунктирная кривая) и соответствующее теоретическое распределение (сплошная кривая), основанное на предположении о том, что сечение зависит только от статистического веса конечного состояния.

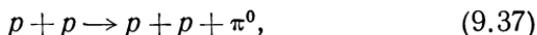
Ватсон [17] с помощью более количественных аргументов показал, что такое феноменологическое списание находится в качественном согласии с экспериментом. Однако количественно теория не дает правильного отношения для двух ветвей реакции



Экспериментальное отношение второй ветви к первой почти вдвое превышает величину, предсказываемую теорией. Весьма возможно, что такое расхождение связано с изменением коэффициента усиления волновой функции двух нуклонов, обусловленным наличием π -мезона.

Нам осталось обсудить реакции (11) и (01). О них имеются лишь очень скудные экспериментальные сведения.

Первая реакция характеризуется, по-видимому, очень крутой функцией возбуждения, приблизительно пропорциональной η^8 . Это утверждение основывается главным образом на реакции



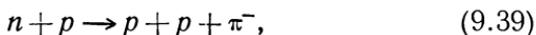
в которой проявляется только процесс σ_{11} .

Известны только два эксперимента, один при энергии бомбардирующих частиц 345 Мэв (в Беркли), другой при энергии 450 Мэв (в Чикаго). Обе экспериментальные точки удовлетворяют зависимости

$$\sigma_{11} \sim 0,2\eta^8, \quad (9.38)$$

однако возможно, что эта формула будет изменена последующими более точными экспериментами.

Относительно процесса (01) известно еще меньше. Сведения о нем дают две реакции:



Эти реакции наблюдались Иодом в Чикагском университете только при одной энергии. В его опытах водород бомбардировался нейтронами, обладающими непрерывным спектром с максимумом вблизи 400 Мэв. Полученное таким образом сечение обусловлено суммарным эффектом от (01) и (11) процессов, т. е. представляет собой сумму $1/2\sigma_{01} + 1/2\sigma_{11}$. По разнице между этим сечением и сечением, взятым в соответствующей точке на кривой σ_{11} , можно получить значение σ_{01} . Поскольку имеется всего одна экспериментальная точка, нельзя построить кривую возбуждения. Однако если предположить, что σ_{01} подчиняется закону η^4 , как это можно показать с помощью приведенных ниже весьма грубых аргументов, то коэффициент должен иметь величину порядка 0,5 мбарн:

$$\sigma_{01} \approx 0,5\eta^4. \quad (9.41)$$

Такая функция возбуждения соответствует гипотезе, что в (01) процессе участвуют только состояния с двумя мо-

ментами количества движения, а именно только те два состояния, которым «благоприятствует» то обстоятельство, что в конечном состоянии π -мезон находится в p -состоянии, а два нуклона—в S -состоянии.

Эти две возможности таковы:

$$\begin{aligned} {}^3S_1 &\rightarrow ({}^1S_0 p)_1, \\ {}^3D_1 &\rightarrow ({}^1S_0 p)_1. \end{aligned} \quad (9.42)$$

Тогда зависимость вида η^4 соответствует некоторой средней зависимости между зависимостью η^3 для связанного 1S_0 -состояния и зависимостью η^6 для невзаимодействующих нуклонов [см. (9.24)].

Более крутой ход функции возбуждения для (11) процесса, которая пропорциональна η^8 , возможно, объясняется отсутствием в таком процессе «благоприятных» значений моментов количества движения. Этот процесс должен быть тогда обусловлен вкладом от многих неблагоприятных процессов. Вид функции возбуждения указывает, что большинство из них должно быть типа (Pp) , что дает $\sigma \sim \eta^{4+9-5} = \eta^8$ [ср. (9.24)].

10. Множественное образование π -мезонов

Множественное образование π -мезонов наблюдалось в Брукхавене. С пучком протонов от Брукхавенского космотрона было проведено несколько опытов, однако для получения ясной картины необходимо гораздо больше сведений. При больших энергиях положение становится более запутанным, поскольку испускается больше частиц, чем при малых энергиях.

В качестве основы для сравнения мы будем использовать статистическую теорию [18]. Во многих случаях мы обнаружим большие отклонения от этой теории и тогда будем искать объяснения этому. К сожалению, получено мало данных непосредственно для столкновений нуклон—нуклон и π -мезон—нуклон. Большинство данных относится к столкновениям нуклон—ядро или π -мезон—ядро. Конечно, интерпретация этих данных менее проста.

К этой категории относятся эксперименты Юана и Линденбаума [19], исследовавших испускание π^\pm -мезонов при столкновении протонов с энергией 1,0 и 2,3 *Бэв* с бе-

риллием. Эти авторы наблюдали спектр испущенных π -мезонов и отношение числа образующихся положительных и отрицательных π -мезонов. Спектр представляется кривой, изображенной на фиг. 19, причем наблюдаемые энергии π -мезонов преобразованы к системе центра масс в предположении, что образование π -мезонов происходит при столкновении нуклон—нуклон. Результаты Юана и Линденбаума приведены в табл. 13.

Таблица 13

СВОДКА РЕЗУЛЬТАТОВ ЮАНА И
ЛИНДЕНБАУМА ПО
ОБРАЗОВАНИЮ МЕЗОНОВ ПРИ
БОМБАРДИРОВКЕ БЕРИЛЛИЯ
ПРОТОНАМИ ОТ БРУК-
ХАВЕНСКОГО КОСМОТРОНА

Первичная энергия, $Bэв$	π	$E_{\text{макс.}}$ $Mэв$	π^+/π^-
2,3	+	130	} 1,8
2,3	—	90	
1,0	+	90	} 4,5
1,0	—	80	

Таблица 14

ПРЕДСКАЗАНИЯ СТАТИСТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ О СВОЙСТВАХ МЕЗОНОВ, ОБРАЗУЮЩИХСЯ ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ БЕРИЛЛИЯ ПРОТОНАМИ ОТ КОСМОТРОНА (ПО ЯНГУ)

Энергия протонов, $Bэв$	Образование	$E_{\text{макс.}}$	π^+/π^-
2	Парное	100	1,7
	Одиночное	450	
1	Парное	90	3,5
	Одиночное	170	

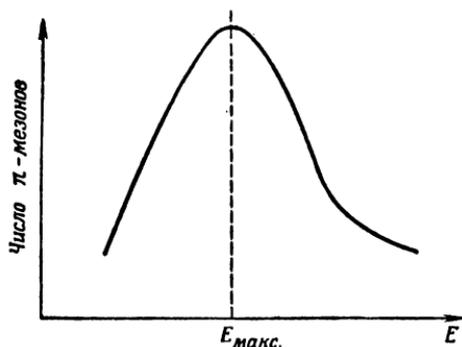
Значения, предсказываемые статистической теорией, согласно вычислениям Янга (неопубликовано), приводятся в табл. 14.

Экспериментальные значения $E_{\text{макс.}}$ ближе к теоретическому значению $E_{\text{макс.}}$ для парного рождения мезонов. Это противоречит предсказанию статистической теории о том, что при указанных энергиях должно преобладать одиночное рождение.

Ряд данных, допускающих более прямое сравнение с теорией, был получен Шаттом и др. [20] в опытах с диффузионной камерой, наполненной водородом; в этой работе исследовалось взаимодействие протонов с бомбардирующими нейтронами от космотрона (средняя энергия 1,7 — 1,8 $Bэв$, максимальная энергия 2,3 $Bэв$). Регистрировались

по методическим причинам только трехлучевые случаи. При этом возможно большое число различных реакций с конечными продуктами, указанными в табл. 15.

Из 100 случаев не наблюдалось ни одного пятилучевого; таким образом вероятность такого события составляет не больше 1%. Трехлучевые случаи более часты; были сдела-



Фиг. 19. Энергетический спектр π -мезонов, образовавшихся при бомбардировке бериллия протонами от Брукхавенского космострона, по данным Юана и Линденбаума. Энергия π -мезонов (в системе центра масс) вычислена в предположении, что они образуются при соударении нуклон—нуклон.

ны попытки классифицировать их более детально. Это не всегда удастся сделать, поэтому возможно, что среди случаев, приведенных в табл. 16, некоторые идентифицированы неверно.

Наблюдаемое отношение числа случаев одиночного рождения мезонов ($pp -$) к случаям парного рождения ($np + -$) составляет $\frac{24}{95} \approx \frac{1}{4}$, тогда как согласно статистической теории оно должно быть равно $\frac{4}{1}$. Таким образом, наблюдаемое парное рождение превышает ожидаемое приблизительно в 16 раз.

Заслуживают внимания некоторые особенности углового распределения ($np + -$) реакции. В системе центра масс нейтрон и π^- -мезон испускаются преимущественно в направлении первичного нейтрона; протон и π^+ -мезон — в направлении первичного протона.

Надо найти причины такого углового распределения,

а также большого отклонения относительных интенсивностей от значений, предсказываемых статистической моделью. Многие исследователи высказывали мысль, что это связано с «резонансными» (3,3)-состояниями. Так, например, Пизли [21] и другие рассматривают как первую стадию реакцию



где n^* и p^* — возбужденные (резонансные) состояния [$n^* = (n + \pi^-)$ и $p^* = (p + \pi^+)$], почти сразу распадающиеся на нуклон и π -мезон¹⁾.

По измеренным импульсам заряженных частиц можно вычислить относительные импульсы протона и π^+ -мезона в системе их центра масс, а также, хотя и с меньшей определенностью, импульсы нейтрона и π^- -мезона. Тогда можно

Таблица 15

НЕКОТОРЫЕ ВОЗМОЖНЫЕ КОНЕЧНЫЕ ПРОДУКТЫ ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ ВОДОРОДА НЕЙТРОНАМИ

Конечные продукты	Наблюдаемое число лучей
np	1
$pp-$	3
$pn+$	1
$pn0$	1
$pp+$	3
$pp-0$	3
$pn+0$	1
...	...
$pp+---$	5

Таблица 16

РЕАКЦИИ, ВЫЗВАННЫЕ ПУЧКОМ НЕЙТРОНОВ ОТ КОСМОТРОНА В ВОДОРОДНОЙ ДИФФУЗИОННОЙ КАМЕРЕ (предварительные данные Шатта и др.)

Случай	Наблюдаемое число реакции
$pp-$	24
$pp-0$	30
$pp+ -$	95

исследовать энергию систем $(p + \pi^+)$ или $(n + \pi^-)$. В случае резкого резонанса энергия будет иметь определенное значение (порядка 200 Мэв). В действительности резонанс не всегда является резким. Возможно, более правильная картина получится, если принять, что коэффициент усиления является функцией энергии $(p + \pi^+)$ или $(n + \pi^-)$. Этот коэффициент, как видно из табл. 5, велик вплоть до «резонанс-

¹⁾ Имеется, конечно, и такая возможность: $n^* = (p + \pi^-)$ и $p^* = (n + \pi^+)$. Однако, поскольку состояния $(n + \pi^-)$ и $(p + \pi^+)$ представляют собой чистые состояния с $T = 3/2$, вероятность их резонансного образования больше, чем для смешанных состояний $(p + \pi^-)$ и $(n + \pi^+)$. — *Примечание Фельда.*

ной» энергии, а затем резко падает. На этом основании можно ожидать, что кривая, проведенная через наблюдаемые значения энергий ($p + \pi^+$) и ($n + \pi^-$), будет содержать большинство значений в интервале энергий до ~ 200 Мэв. Такое предсказание до некоторой степени подтверждается экспериментально. Группа исследователей, работающих с диффузионной камерой, изучала также взаимодействие π^- -мезонов с энергией 1,37 Бэв с протонами. (Взаимодействие пучка π^- -мезонов с энергией 1,37 Бэв в фотоэмульсии изучалось также Уолкером и др. [22].) На основе 94 случаев взаимодействий Торндайк (неопубликовано) пришел к следующему предварительному результату:

$$\sigma_{\text{полн.}}(1,37 \text{ Бэв } \pi^- + p) = 34 \text{ мбарн} \quad (10.2)$$

для всех типов взаимодействий, включая $p^- \rightarrow p^-, n^0, p^{-0}, p^{-00}, n^{+-}$ и т. д. Специально изучались случаи упругого рассеяния (всего 52). Из них в 43 случаях наблюдалось рассеяние на угол $\theta < 20^\circ$, тогда как 9 случаев более или менее равномерно распределены в остальном интервале углов. Это указывает на значительное диффракционное рассеяние, для которого $\sigma_{\text{диффр.}} \approx 7,2$ мбарн (по грубой оценке) и $\sigma_{\text{ист. упр.}} \approx 1,5$ мбарн.

Поскольку $\sigma_{\text{диффр.}} < 1/2 \sigma_{\text{полн.}}$, следует сделать вывод, что нуклон частично прозрачен для π -мезонов с энергией 1,37 Бэв. Приведенные выше значения указывают, что эта прозрачность составляет $\sim 20\%$.

III. ОПЫТЫ С ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ НУКЛОНАМИ

11. Поляризация при ядерном рассеянии

В настоящее время наиболее подробные сведения о ядерных силах могут быть получены из опытов по рассеянию. Ранее сечения и угловые распределения для рассеяния нуклон—нуклон были известны только для энергий, не превышающих 10 Мэв; при таких энергиях в рассмотрение включались только s -состояния. Позднее стало возможным расширить область исследования вплоть до энергий около 400 Мэв в лабораторной системе координат. Наиболее существенный результат, полученный в этом интервале

энергий, касается обменных сил; в общем же пока достигнут незначительный успех и спиновый анализ различных частиц, как правило, все еще невозможен.

Однако в течение последних двух лет достигнут некоторый прогресс, особенно в изучении поляризационных явлений при рассеянии протонов в области больших энергий. Попытка обнаружить такие эффекты, конечно, не нова; в Беркли [23] еще раньше ставились опыты с нейтронами. Наблюдавшиеся поляризационные эффекты составляли всего несколько процентов и не выходили за пределы экспериментальных ошибок.

Первый действительно удачный опыт по поляризации в этой области энергий был выполнен при работе с протонами Оксли и др. [24] в Рочестере. В своем эксперименте они использовали метод, применявшийся и в позднейших работах, если отвлечься от специальных изменений, обусловленных геометрическими условиями опытов, осуществленных в различных лабораториях. Протонный пучок внутри синхротрона падает на мишень (использовались графит, бериллий и медь; выбор материала мишени не критичен для этих опытов); при этом часть протонов рассеивается. Имеют место несколько типов рассеяния, из которых мы рассмотрим только три.

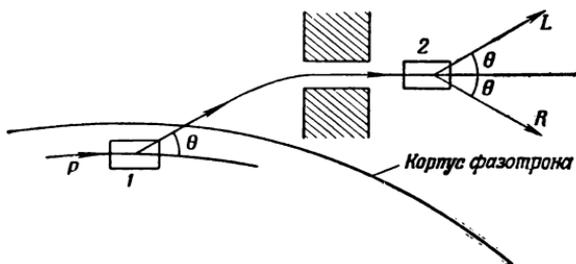
1. Кулоновское рассеяние, которое при этих энергиях ограничено очень малыми углами и которым можно пренебречь.

2. Рассеяние нуклон—ядро, при котором взаимодействие приближенно можно рассматривать как столкновение нуклон—нуклон и считать, что нуклон отдачи появляется под углом 90° к направлению рассеянного протона. Так как нуклоны в ядре не являются покоящимися и в столкновении участвуют и другие нуклоны, то в действительности не обнаруживается резкого максимума в угловом распределении при 90° . Несмотря на это, такой тип рассеяния существует и может рассматриваться как *pp*- или *pn*-рассеяние.

3. Диффракционное (упругое) рассеяние. Согласно квантовой механике, такое рассеяние сопровождается процессом поглощения. Это рассеяние заметно вплоть до углов $\theta \sim \lambda/R$, где R —радиус ядра. Имеются также другие типы рассеяния, при которых падающий нуклон претер-

певаает несколько соударений внутри ядра, сообщая ему значительную энергию возбуждения; это приводит к появлению диффузного пучка медленных частиц.

Предположим, что первичные протоны неполяризованы, так что половина их обладает спином, ориентированным вверх, а половина — спином, ориентированным вниз. При соударении с мишенью протоны будут рассеиваться, причем будут иметь место все названные процессы рассеяния. Если рассматривать рассеяние на угол θ влево или



Ф и г. 20. Типичная установка, используемая для получения и исследования поляризованных протонов на фазотроне.

1—первая мишень; 2—вторая мишень.

вправо от первоначального направления движения протона, то для частиц с одинаковой ориентацией спина должно наблюдаться преимущественное рассеяние в одну или другую сторону. Однако нельзя предсказать знак и величину поляризации в заданном направлении, если исходить только из соображений симметрии.

Степень поляризации можно определить по измерению азимутальной асимметрии, появляющейся при рассеянии на втором рассеивателе. Обычное расположение первого и второго рассеивателя изображено на фиг. 20. Рассеивающее магнитное поле циклотрона отклоняет рассеянные протоны таким образом, что направление наблюдения не совпадает с направлением на мишень, благодаря чему уменьшается примесь вторичных нейтронов. Магнитное поле не влияет на поляризацию рассеянных протонов, так как направление спина параллельно или антипараллельно магнитному полю. Если первичный пучок неполяризован,

то после первого рассеяния интенсивности пучков, рассеянных влево и вправо на заданный угол, должны быть одинаковы. Однако оба эти пучка частично поляризованы. Отношение числа протонов со спином, направленным вверх и рассеянных влево, к числу протонов с тем же направлением спина, но рассеянных вправо, запишется так:

$$\frac{\text{Число влево}}{\text{Число вправо}} = \frac{1 + \epsilon}{1 - \epsilon}. \quad (11.1)$$

Соответствующее отношение для протонов со спинами, направленными вниз, имеет вид

$$\frac{\text{Число влево}}{\text{Число вправо}} = \frac{1 - \epsilon}{1 + \epsilon}. \quad (11.2)$$

В пучке, рассеянном влево, отношение числа частиц со спинами, направленными вверх и вниз, будет равно $(1 + \epsilon)/(1 - \epsilon)$. Определим поляризацию как

$$P = \frac{\text{Число вверх} - \text{число вниз}}{\text{Число вверх} + \text{число вниз}} = \frac{(1 + \epsilon) - (1 - \epsilon)}{2} = \epsilon. \quad (11.3)$$

Если затем вторичное рассеяние произойдет в условиях, возможно близких к первому, то отношение интенсивностей левого и правого пучка будет

$$\frac{\text{Число влево}}{\text{Число вправо}} = \frac{(1 + \epsilon)(1 + \epsilon) + (1 - \epsilon)(1 - \epsilon)}{(1 + \epsilon)(1 - \epsilon) + (1 - \epsilon)(1 + \epsilon)} = \frac{1 + \epsilon^2}{1 - \epsilon^2}. \quad (11.4)$$

Это позволяет вычислить поляризацию первого рассеянного пучка из соотношения

$$\frac{L - R}{L + R} = \epsilon^2, \quad (11.5)$$

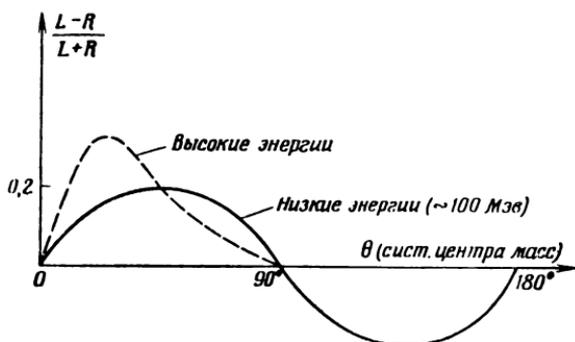
хотя знак ϵ таким способом определить нельзя. Экспериментально наблюдаемое отношение интенсивностей пучков, рассеянных влево и вправо вторым рассеивателем, составляет довольно большую величину — около 1,5 — 2, а соответствующее отношение числа частиц со спинами, направленными вверх и вниз, может даже достигать трех.

Вариантом этого опыта является предварительная попытка наблюдать нейтроны, претерпевшие на первой мишени рассеяние с перезарядкой [25]. Для исследования анизотропии нейтронного пучка наблюдались протоны, вылетающие из второй мишени. Экспериментально такой

метод проще, поскольку на движение нейтрона не влияет поле магнита. Однако наблюдаемая поляризация в этом случае много меньше, чем в случае протонов, а измеряемая разность в большинстве случаев сравнима с экспериментальными ошибками.

Ограничимся поэтому рассмотрением $p-p$ -рассеяния в обеих мишенях.

Мы начнем с рассмотрения частично поляризованного пучка протонов с приблизительно известной степенью поляризации и воспользуемся им для изучения сил протон—ядро (пересчитывая результат на 100-процентную начальную



Фиг. 21. Экспериментальные значения лево-правой асимметрии при рассеянии поляризованных протонов на водороде.

поляризацию). В качестве второго рассеивателя может быть использовано любое вещество.

Рассмотрим сначала рассеяние поляризованных протонов на жидком водороде. Экспериментальные результаты [26—28] приведены на фиг. 21. Максимальная асимметрия при малых энергиях наблюдается при угле $\sim 45^\circ$ в системе центра масс. В области больших энергий максимум сдвинут в сторону меньших углов. Большинство экспериментальных точек получено для значений θ , лежащих в интервале от 0 до 90° ; результаты приведены к 100-процентной поляризации. Однако следует отметить, что экспериментальные данные еще недостаточно точны.

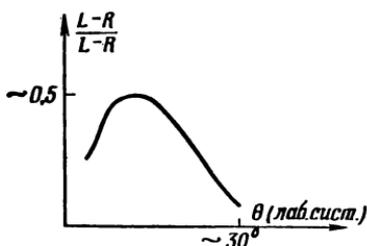
Аналогичные эксперименты могут быть выполнены по рассеянию поляризованных протонов на ядрах. При этом наблюдается более высокая степень асимметрии, а величина $(L - R)/(L + R)$ в лабораторной системе координат может иметь значение 0,5 — 0,6 (фиг. 22). Асимметрия становится очень малой при значениях углов около 30° ; относительно характера асимметрии при больших углах имеются только скудные сведения.

Возможны два метода теоретической интерпретации поляризационных эффектов при рассеянии протон — протон.

Первый заключается в вычислении поляризации на основе различных предполагаемых потенциалов, например потенциалов Ястроу, Леви, Чу и других. Было найдено, что поляризационные эффекты, предсказываемые большинством из этих моделей, меньше наблюдаемых. Это, возможно, связано с тем обстоятельством, что при вычислении используются статические потенциалы, не содержащие сил, зависящих от скорости. Не исключено, что зависящие от скорости силы играют существенную роль; в этом случае какое-либо сравнение становится необоснованным даже при использовании разумного вида статического потенциала.

Второй метод, который также пока дал мало результатов, ставит своей целью только эмпирическое описание фактов. Можно попытаться провести фазовый анализ экспериментальных данных. Согласно принципу Паули, состояния с четными l , т. е. состояния S, D, \dots , обладают нулевым полным спином (синглеты), а состояния с нечетным l , т. е. состояния P, F, \dots , имеют спин 1 (триплеты). Это ограничивает, но недостаточно, число возможных состояний.

Попытки, сделанные в этом направлении, показали, что имеющиеся в настоящее время данные недостаточны для определения единственного ряда значений сдвигов фаз.



Фиг. 22. Лево-правая асимметрия, наблюдаемая при рассеянии поляризованных протонов на сложных ядрах.

Частично это обусловлено тем фактом, что при столкновении двух нуклонов большой энергии существенное значение имеет большое число состояний с различными моментами количества движения. Поэтому необходима гораздо большая точность экспериментов, чем это достигнуто в настоящее время.

Рассматривая только моменты количества движения S - и P - состояний, мы придем к четырем значениям сдвига фаз

Таблица 17

состояния и сдвиги фаз при p - p -РАССЕЯНИИ ПРИ СРАВНИТЕЛЬНО МАЛЫХ ЭНЕРГИЯХ

Состояние	Сдвиг фаз
1S_0	α_{00}
3P_0	α_{10}
3P_1	α_{11}
3P_2	α_{12}

рассеяния α_{ij} , приведенным в табл. 17.

До сих пор попытки описать таким способом рассеяние нуклон — нуклон оказались удивительно безуспешными; это связано с большой неоднозначностью в подборе различных параметров: можно найти решение, но оно не будет убедительным, поскольку оно допускает почти любые значения сдвига фаз. Можно надеяться, что появление новых экспериментальных данных о поляризации

сделает эту проблему более определенной.

Предположение, что в явлении участвуют только S - и P -состояния, в данном случае несправедливо, поскольку можно ожидать, что для сталкивающихся нуклонов с энергией 200 — 300 $Mэв$ будут играть существенную роль и более высокие моменты количества движения. Мы делаем здесь это предположение только для того, чтобы дать представление о характере зависимости параметров рассеяния от сдвигов фаз.

В этом предположении, угловое распределение можно представить формулой (величина λ взята в системе центра масс)

$$\frac{1}{\lambda^2} = \frac{d\sigma}{d\Omega} = A + B \cos^2 \vartheta + C \sin \vartheta \cos \vartheta \cos \varphi. \quad (11.6)$$

Формула относится к случаю, когда нуклоны движутся вдоль оси z , а направление спина параллельно оси y . Зависимость от φ определяет лево-правую асимметрию в поляризационных явлениях, причем для асимметрии существенную роль играет только значение коэффициента C .

Коэффициенты A , B и C можно выразить через сдвиги фаз следующим образом:

$$A = \sin^2 \alpha_{00} + \sin^2 \alpha_{10} + \frac{9}{4} \sin^2 \alpha_{11} + \frac{13}{4} \sin^2 \alpha_{12} - \\ - 2 \cos(\alpha_{10} - \alpha_{12}) \sin \alpha_{10} \sin \alpha_{12} - \\ - \frac{9}{2} \cos(\alpha_{11} - \alpha_{12}) \sin \alpha_{11} \sin \alpha_{12}, \quad (11.7a)$$

$$B = \frac{9}{4} \sin^2 \alpha_{11} + \frac{21}{4} \sin^2 \alpha_{12} + \\ + 4 \cos(\alpha_{10} - \alpha_{12}) \sin \alpha_{10} \sin \alpha_{12} + \\ + \frac{27}{2} \cos(\alpha_{11} - \alpha_{12}) \sin \alpha_{11} \sin \alpha_{12}, \quad (11.7б)$$

$$C = 6 \sin(\alpha_{10} - \alpha_{12}) \sin \alpha_{10} \sin \alpha_{12} + \\ + 9 \sin(\alpha_{11} - \alpha_{12}) \sin \alpha_{11} \sin \alpha_{12}. \quad (11.7в)$$

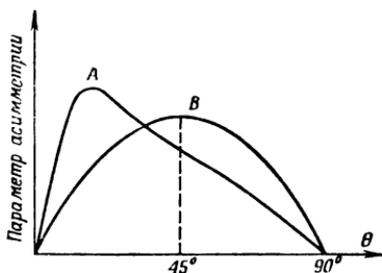
Из опыта в случае $p-p$ -рассеяния известны полное сечение и угловое распределение, усредненное по рассеянию вправо и влево, так что поляризационные члены исчезают. Для этого распределения характерна почти полная сферическая симметрия, что указывает на малость величины B . Кроме того, известен поляризационный фактор (или асимметрия), который может быть использован для определения величины коэффициента C .

Имеется одно обстоятельство, указывающее на то, что сделанное предположение (только S - и P -волны) не оправдывается, по крайней мере в области больших энергий (около 250 Мэв и выше). Асимметрия, согласно (11.6), должна характеризоваться кривой, аналогичной кривой B на фиг. 23 с максимумом при $\theta = 45^\circ$; вместо этого при больших энергиях асимметрия, по-видимому, характеризуется кривой, подобной кривой A , с максимумом, сдвинутым в область меньших углов. Коэффициент C определяется лишь сдвигами фаз для P -состояния, поскольку только триплетная часть рассеяния связана со спином. Если все сдвиги фаз для P -состояния одинаковы, то $C = 0$.

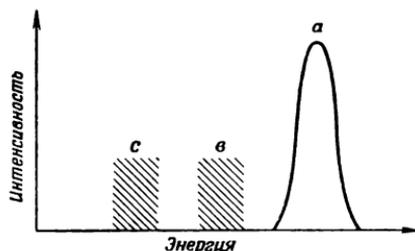
Рассмотренную выше теорию можно будет развить дальше, когда будут получены более подробные данные о $p-p$ -рассеянии; кроме того, с помощью принципов

зарядовой независимости ее можно распространить на $n-p$ -рассеяние.

При попадании поляризованного пучка нуклонов на рассеиватель могут иметь место три процесса рассеяния: упругое (или дифракционное) рассеяние, рассеяние нуклон — нуклон и испарение нуклона из возбужденного ядра. На фиг. 24 приведен спектр рассеянных нуклонов. Здесь a соответствует упруго рассеянным нуклонам (с энергией



Фиг. 23. Сравнение вида наблюдаемой асимметрии при рассеянии поляризованных протонов на протонах (кривая A) с асимметрией, предсказываемой простейшей теорией, предполагающей рассеяние только P - и S -волн (кривая B).



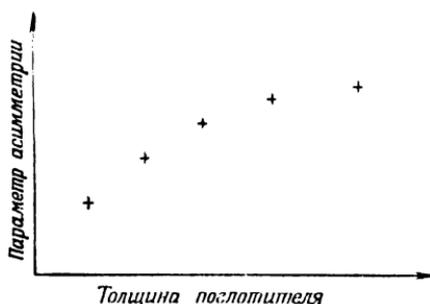
Фиг. 24. Спектр рассеянных нуклонов, образующихся при столкновении нуклонов высокой энергии со сложным ядром.

несколько меньшей, чем первичная энергия, так как незначительная часть энергии передается ядру); v — рассеянию нуклон — нуклон и c — нуклонам испарения.

Экспериментальное исследование степени поляризации различных компонент этого спектра представляет собой трудную задачу. В принципе его можно осуществить, используя телескоп из счетчиков с различными поглотителями для выделения различных энергетических интервалов. Некоторые экспериментальные данные, полученные Дж. Маршаллом и др. [27, 28], приведены на фиг. 25. Можно сказать, что упруго рассеянная компонента поляризована и что ее поляризация превышает поляризацию двух других компонент. Полученная картина, конечно, зависит от угла θ , поскольку упруго рассеянная компонента характеризуется резко направленным вперед распределением; так, если

выбрать угол $\theta = 40 - 45^\circ$ (в зависимости от энергии), то наблюдать поляризационный эффект станет труднее.

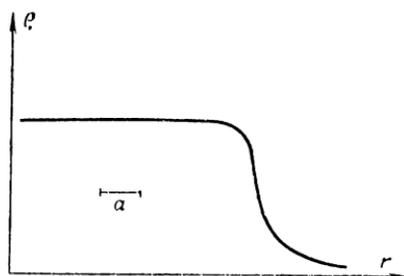
Остановимся теперь на поляризации упруго рассеянной компоненты. Последняя, по-видимому, обусловлена спин-орбитальной связью той же природы, что и в оболочечной модели ядра (Майер [29]). Такая модель ядра существенным образом основывается на наблюдаемой оболочечной структуре и в ней большую роль играет предположение



Фиг. 25. Зависимость асимметрии при рассеянии поляризованных протонов на сложных ядрах от толщины поглотителя в телескопе из счетчиков, применявшемся для обнаружения рассеянных протонов.

о наличии сильной спин-орбитальной связи. Опишем орбитальное движение частиц в потенциальной яме, характеризуемой квантовыми числами l и $j = l + s = l \pm 1/2$ (плюс или минус соответствует спину, параллельному или антипараллельному орбитальному моменту количества движения). Чтобы удовлетворить экспериментальным данным, надо предположить значительное расщепление уровней между $l + 1/2$ и $l - 1/2$, и увеличение стабильности с увеличением j . Это означает, что энергия, соответствующая «параллельному» состоянию, меньше энергии «антипараллельного» состояния. Можно сказать, что энергия пропорциональна произведению $l \cdot s$ с отрицательным коэффициентом, т. е. $E = -c \cdot l \cdot s$. Такой тип спин-орбитальной связи подсказывается структурой ядра.

Какой характер взаимодействия между спином и орбитой вероятен для ядерного вещества? Рассмотрим предельный случай, когда плотность ρ как функция расстояния

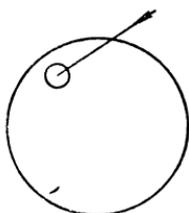


Фиг. 26. Схематическая кривая, характеризующая плотность ядерной материи в ядре.

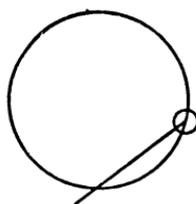
Радиус ядерных сил определяется отрезком a .

от центра ядра постоянна вплоть до границы ядра, а затем падает до нуля. Ядерные силы действуют на очень малых расстояниях (скажем, a), как показано на фиг. 26. Представим себе, что большая сфера на фиг. 27а изображает ядро, на которое падает нуклон, проходящий через ядерное вещество с плотностью ρ . Маленький круг внутри соответствует радиусу действия ядерных сил. На нуклон или на его спин

в среднем не действует никаких сил, по крайней мере до тех пор, пока он проходит в области однородного ядерного вещества. Конечно, при этом падающий пучок ослабляется



Фиг. 27 а. Нуклон, проходящий через ядро в области, где по существу отсутствуют силы.



Фиг. 27 б. Нуклон, проходящий через ядро в области действия сил.

в направлении падения, что эквивалентно поглощению, обусловленному столкновениями с другими нуклонами.

Положение становится иным, как только нуклон попадает на край ядра, где ρ быстро падает, стремясь

к нулю вне ядра. Нуклон попадает тогда в силовую область, для которой с одной стороны плотность равна ρ , а с другой — нулю (фиг. 27б).

В таком положении спин-орбитальная связь существенно зависит от следующих векторных параметров: импульса \mathbf{p} нуклона, спина $\boldsymbol{\sigma}$, и, наконец, градиента ядерной плотности. Энергия спин-орбитальной связи является скаляром; ее можно представить как следующую комбинацию трех векторов: $\boldsymbol{\sigma} [\mathbf{p} \nabla \rho]$. Сюда могут входить также и другие члены (функция импульса, градиент ρ и ρ), но мы ими пока пренебрегаем. Учитывая вид функции ρ , написанное выражение можно преобразовать к виду

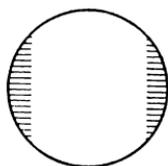
$$(\text{Коефф.}) \frac{\rho'}{r} \boldsymbol{\sigma} \cdot [\mathbf{x} \mathbf{p}], \quad (11.8)$$

где $[\mathbf{x} \mathbf{p}] = 1$ (в единицах \hbar); коэффициент является отрицательной величиной в соответствии с условиями оболочечной модели.

Используя (11.8), можно попытаться определить поляризацию, обусловленную спин-орбитальной связью. Градиент ρ' сосредоточен вблизи края ядра, где ρ стремится к нулю; если принять, что ρ быстро спадает вблизи края, то ρ' можно представить в виде δ -функции.

Попробуем теперь, не прибегая к формулам, выяснить эффект, обусловленный этим взаимодействием. Предположим, что мы имеем ядерный потенциал (например, с резкими краями) и пучок полностью поляризованных частиц, как показано на фиг. 28; в этом случае потенциал должен быть типа $\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{1}$. Справа $\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{1}$ имеет положительный, а слева — отрицательный знак. Потенциальная яма должна при этом деформироваться, как показано на фиг. 29.

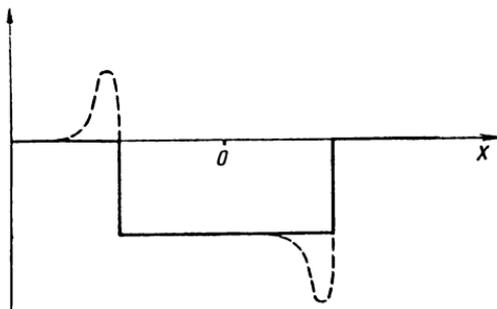
Другой существенной при описании потенциальной ямы величиной является ее глубина (20 — 30 Мэв), определяющая поглощение частиц. Если ограничиться наблюдением только упруго рассеянной части пучка, то всякую частицу, испы-



Фиг. 28. Пучок поляризованных протонов (со спином, направленным вверх), падающий на сферическое ядро.

Заштрихованные участки представляют область, в которой потенциал ядра деформирован спин-орбитальной связью.

тавшую неупругое рассеяние, надо рассматривать как выбывшую из пучка. Потеря частиц (например, при столкновении с нуклонами внутри ядра) проявится в ослаблении пучка.



Фиг. 29. Изменение формы ядерного потенциала, обусловленное спин-орбитальной связью [см. соотношение (11.8)].

Такое поглощение обычно описывается добавлением к потенциалу мнимой компоненты

$$U = U_1 + iU_2. \quad (11.9)$$

В этом случае уравнение Шредингера приобретает вид

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = (E_{\text{кин.}} + U_1 + iU_2) \psi. \quad (11.10)$$

Рассматривая только часть, зависящую от U_2 , получаем

$$\psi \sim \exp \left[\left(\frac{U_2}{\hbar} \right) t \right], \quad (11.11)$$

что для $U_2 < 0$ означает поглощенную волну.

Величина U_2 определяется средним свободным пробегом для столкновений с нуклонами внутри ядерного вещества, который можно вычислить, зная ядерную плотность и сечение нуклон-нуклонного соударения заданной энергии; для энергий около 200–300 Мэв U_2 имеет значение около -7 Мэв.

Вопрос о том, что происходит при столкновении пучка частиц с потенциалом, состоящим из действительной и мнимой частей и имеющим спады и подъемы, является по существу диффракционной проблемой. Очевидно, что дей-

ствие центральной части потенциала симметрично, тогда как действие спадающей и возрастающей частей асимметрично.

Будем сначала рассматривать эту проблему, используя в качестве первого приближения борновское приближение. По существу это отвечает такому рассмотрению, при котором принимается, что каждый элемент потенциала действует на волну с амплитудой, пропорциональной локальному значению потенциала. Рассмотрим рассеяние на определенный угол ϑ . Амплитуда с учетом интерференции, обусловленной разностью путей или разностью фаз, вызванной рассеянием в разных областях ядра, будет

$$(U_1 + iU_2) \exp[ikr] - D \exp[ik(r - R\vartheta)] + D \exp[ik(r + R\vartheta)] = \\ = [(U_1 + iU_2) + 2iD \sin kR\vartheta] \exp[ikr], \quad (11.12)$$

где D — объем области понижения и усиления потенциала, выраженный через полный объем ядра, а R — радиус ядра.

Таким образом, амплитуда рассеянной волны (отбрасывая общий множитель $\exp[ikr]$) будет иметь вид

$$U_1 + iU_2 + 2iD \sin kR\vartheta. \quad (11.13)$$

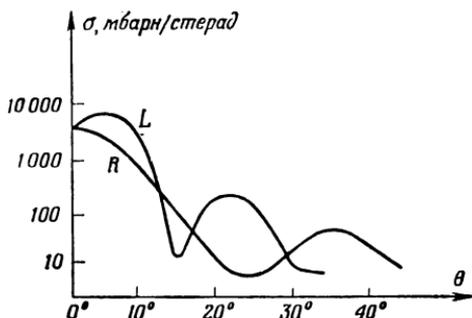
Найдем теперь тот член, который может обуславливать различие в амплитудах пучков, рассеянных вправо и влево, для $+\vartheta$ и $-\vartheta$. Ясно, что U_1 не может привести к разнице в интенсивности, так как она определяется квадратом модуля амплитуды, т. е.

$$U_1^2 + (U_2 + 2D \sin kR\vartheta)^2 = U_1^2 + U_2^2 + 4D^2 \sin^2 kR\vartheta - \\ - 4|U_2|D \sin kR\vartheta. \quad (11.14)$$

Это выражение для интенсивности симметрично, за исключением члена, содержащего $\sin kR\vartheta$; так как U_2 имеет отрицательный знак, то наличие этого члена означает, что интенсивность пучка, рассеянного влево, больше, чем интенсивность пучка, рассеянного вправо.

Обсудим теперь справедливость применения борновского приближения. Это довольно хорошее приближение для легких элементов и довольно плохое для тяжелых. Причина состоит в следующем: условием применимости борновского приближения является отсутствие сильного искажения первичной волны под действием потенциала.

Если мы рассматриваем только один эффект (значение других сравнимо с этим), а именно эффект от U_2 , то мы видим, что волна поглощается и ее интенсивность уменьшается при прохождении через ядерное вещество. Оказывается, что для сравнительно тяжелых ядер интенсивность падает приблизительно в два раза, или, что то же самое, амплитуда волны уменьшается на 30%. Последнюю величину



Ф и г. 30. Дифференциальное сечение упругого рассеяния поляризованных протонов с энергией 340 Мэв на графите, вычисленное для сложной прямоугольной ямы с учетом спин-орбитальной связи.

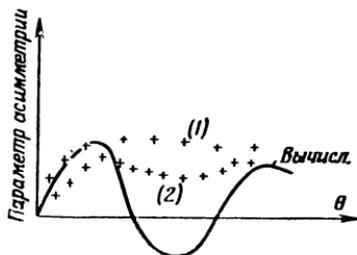
можно считать как большой, так и малой. Таким образом, мы находимся в промежуточной области. Это может означать, что борновское приближение дает качественно правильный результат для легких ядер, однако для получения количественных данных необходимы более точные расчеты. Более подробные расчеты можно провести, используя ту же неверную модель (потенциальная яма с резкими краями [30 — 32]); результаты, полученные для протонов с энергией 340 Мэв, рассеянных на графите, изображены на фиг. 30.

Для рассеяния влево и вправо интерференционные максимумы и минимумы появляются при различных значениях углов; в области малых углов «левая» (L) кривая идет выше, чем «правая» (R), как это следовало уже и из предыдущего более простого рассмотрения. Максимумы «правой» кривой менее резки и сдвинуты в сторону больших углов по сравнению с «левой» кривой. С экспериментальной

точки зрения положение пока недостаточно ясно. Сравнение экспериментальных значений асимметрии с значениями, вычисленными по фиг. 30, представлено на фиг. 31 (экспериментальные значения получены Сегре в Беркли на графите и алюминии [33]).

Заметим, что эта теория применима только к упруго рассеянным протонам; с увеличением угла ϑ все большую и большую роль начинают играть неупруго рассеянные протоны (сечение увеличивается в сто раз при изменении угла от 0 до 30°), причем экспериментально трудно отделить упруго рассеянные протоны от других компонент.

На кривой для алюминия имеется минимум, но изменения знака поляризации не обнаруживается. Такой результат нельзя считать неожиданным, поскольку использовалась экстремальная модель ядра с резко ограниченными кра-



Фиг. 31. Сравнение наблюдаемой асимметрии в рассеянии поляризованных протонов на графите (1) и алюминии (2) с асимметрией, вычисленной по фиг. 30 (сплошная кривая).



Фиг. 32. Распределение плотности в легком ядре, указывающее на неприменимость модели, в которой принимаются резкие границы.

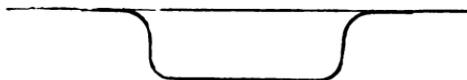
ями и l — s -связью в виде δ -функции; в этом случае интерференционные члены должны быть сильно завышены. Повидимому, исключение резких границ смягчит интерференцию такого типа.

Края легких ядер выглядят примерно так, как показано на фиг. 32. В случае ядра с большим радиусом (радиус велик по сравнению с областью краевого размытия) потенциал может иметь вид, подобный изображенному на фиг. 33. В этом случае, вероятно, и появляются интерференционные эффекты. Можно попытаться ввести достаточную сте-

пень размытия, чтобы получить согласие с экспериментальными результатами.

В заключение сделаем еще два замечания.

1. Знак поляризации. Рассмотренная теория предсказывает, что при малых углах частицы, спин которых направлен вверх, будут преимущественно рассеиваться влево.



Ф и г. 33. Распределение плотности частиц в тяжелом ядре.

Экспериментальных подтверждений этого факта нет. Знак поляризации можно определить двумя методами:

а) изучением интерференции с кулоновским рассеянием;
 б) замедлением поляризованного пучка за счет ионизационных потерь до нескольких $M\bar{e}v$ и обнаружением знака поляризации методами обычной ядерной физики. Эти методы достаточно хорошо разработаны, чтобы определить знак поляризации. При этом можно считать, что ионизационные потери не приводят к изменению ориентации спина¹⁾.

2. В борновском приближении получается, что поляризационные явления обусловлены только членом U_2 в выражении для потенциала. Собственно, именно на этом и основано борновское приближение, так как потенциал рассеивает с амплитудой, которая определяется непосредственно самим потенциалом. При переходе к более высоким приближениям задача усложняется.

Рассмотрение поляризационных эффектов приводит нас к следующим выводам: имеются убедительные доказательства, что при больших энергиях сохраняется существенно та же величина l - s -связи, что и в обычной ядерной физике. Это, по-видимому, может быть связано с первичной природой l - s -связи, уже имеющейся в скрытой форме в нуклон-нуклонных силах.

¹⁾ Такие опыты недавно поставлены в Чикагском университете [L. Marshall, J. Marshall, Phys. Rev., 98, 1398 (1955)], причем оказалось, что знак совпадает с предсказанным по теории Ферми.—
 Примечание Фельда.

ЛИТЕРАТУРА

1. Heisenberg W., Zs. f. Phys., 77, 1 (1932).
2. Pauli W., Zs. f. Phys., 43, 601 (1947).
3. Van Hove L., Phys. Rev., 88, 1358 (1952).
4. Glicksman M., Phys. Rev., 94, 1335 (1954).
5. Proceedings of the Fourth Annual Rochester Conference of High Energy Physics, New York, 1954.
6. Orear J., Phys. Rev., 96, 176 (1954).
7. Anderson H. L., Fermi E., Phys. Rev., 86, 794 (1952).
8. Condon E. U., Shortley G. H., The Theory of Atomic Spectra, Cambridge, 1935 (Имеется русский перевод: Е. Кондон, Г. Шортли, Теория атомных спектров, ИЛ, 1949).
9. Chew G. F., Phys. Rev., 95, 1669 (1954).
10. Bernardini G., Goldwasser E. L., Phys. Rev., 95, 857 (1954).
11. Blatt J. M., Weisskopf V. F., Theoretical Nuclear Physics, New York, 1952 (Имеется русский перевод: Д. Блатт, В. Вайскопф, Теоретическая ядерная физика, ИЛ, 1954).
12. Rosenfeld A. H., Phys. Rev., 96, 139 (1954).
13. Schluter R. A., Phys. Rev., 95, 639 (A) (1954).
14. Brueckner K., Serber R., Watson K., Phys. Rev., 84, 258 (1951).
15. Brueckner K., Serber R., Watson K., Phys. Rev., 81, 575 (1951).
16. Panofsky W. K. H., Aamodt R. L., Hadley J., Phys. Rev., 81, 565 (1951).
17. Watson K. M., Phys. Rev., 88, 1163 (1952).
18. Fermi E., Phys. Rev., 92, 452 (1953); 93, 1434 (1954).
19. Yuan L. C. L., Lindenbaum S. J., Phys. Rev., 93, 1431 (1954); 95, 638(A) (1954).
20. Fowler W. B., Shutt R. P., Thorndike A. M., Whittemore W. L., Phys. Rev., 95, 1026 (1954).
21. Peaslee D. C., Phys. Rev., 94, 1085 (1954).
22. Walker W. D., Crussard J., Koshiba M., Phys. Rev., 95, 852 (1954).
23. Wouters L. F., Phys. Rev., 84, 1069 (1951).
24. Oxley C. L., Cartwright W. F., Rouvina J., Baskir E., Klein D., Ring J., Skillman W., Phys. Rev., 91, 419 (1953).

25. Bradner H., Donaldson R. E., Phys. Rev., 95, 663 (A) (1954).
26. Chamberlain O., Segrè E., Tripp R., Wiegand C., Ypsilantis T., Phys. Rev., 93, 1430 (1954).
27. Marshall J., Marshall L., de Carvalho H. G., Phys. Rev., 93, 1431 (1954).
28. de Carvalho H. G., Heiberg E., Marshall J., Marshall L., Phys. Rev., 94, 1796 (1954).
29. Mayer M. G., Phys. Rev., 74, 235 (1948); 75, 1969 (1949); 78, 16, 22 (1950).
30. Snow G. A., Sternheimer R. M., Yang C. N., Phys. Rev., 94, 1073 (1954).
31. Malenka B. J., Phys. Rev., 95, 522 (1954).
32. Heckrotte W., Lapore J. V., Phys. Rev., 95, 1109 (1954).
33. Chamberlain O., Segrè E., Tripp R., Wiegand C., Ypsilantis T., Phys. Rev., 95, 1105 (1954); 96, 807 (1954).

ОГЛАВЛЕНИЕ

	Стр.
Предисловие к русскому изданию	5
I. Изотопический спин	7
1. Нуклоны	7
2. Система, состоящая из двух нуклонов	11
3. Система, состоящая из многих нуклонов	19
4. Система, состоящая из нуклонов и π -мезонов	21
II. Эксперименты с π-мезонами и нуклонами	24
5. Рассеяние мезон—нуклон	24
6. Интерпретация сдвига фаз	34
7. Образование фотомезонов	42
8. Связь между рассеянием и фоторождением	54
9. Образование мезонов при столкновениях нуклон—нуклон	65
10. Множественное образование π -мезонов	86
III. Опыты с поляризованными нуклонами	90
11. Поляризация при ядерном рассеянии	90
Литература	107

Э. Ферми
ЛЕКЦИИ
О π -МЕЗОНАХ
И НУКЛОНАХ

Редактор *И. Г. НАХИМСОН*

Художник *Л. А. Рабенау*

Технический редактор *М. А. Белёва*

Сдано в производство 5/X—1956 г.

Подписано к печати 28/XI—1956 г.

Бумага $84 \times 108^{1/32} = 1,8$, бум. л.

5,8 печ. л. в т/ч 1 вкл.

Уч.-изд. л. 5. Изд. № 2/3151

Цена 5 р. Зак. 536.

ИЗДАТЕЛЬСТВО
ИНОСТРАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
Москва, Ново-Алексеевская, 52.

16-я типография Главполиграфпрома
Министерства культуры СССР.
Москва, Трехпрудный пер., 9.

КНИГИ ПО ФИЗИКЕ
ИЗДАТЕЛЬСТВО
ИНОСТРАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

ВЫШЛИ В СВЕТ

ГАЙТЛЕР В., Квантовая теория излучения. *Перевод с английского*, 486 стр., ц. 22 р. 95 к.

КОБЛЕНЦ А. и ОУЭНС Т., Транзисторы (теория и применения). *Перевод с английского*, 396 стр., ц. 15 р. 60 к.

ЛИПСОН Г. и КОКРЕН В., Определение структуры кристаллов. *Перевод с английского*, 45 стр., ц. 21 р. 45 к.

РИЗ А., Химия кристаллов с дефектами. *Перевод с английского*, 136 стр., ц. 6 р. 35 к.

СТРЕНДБЕРГ М., Радиоспектроскопия. *Перевод с английского*, 195 стр., ц. 12 р. 80 к.

ШВИНГЕР Ю., Теория квантованных полей. *Перевод с английского*, 252 стр., ц. 10 р. 25 к.

ЯДЕРНЫЕ РЕАКТОРЫ. I. Физика ядерных реакторов. *Перевод с английского*, 411 стр., ц. 30 р. 40 к.

Книги продаются в книжных магазинах и киосках Книготорга и других торговых организаций, высылаются почтой наложенным платежом без задатка всеми отделами «Книга-почтой» областных, краевых и республиканских отделений книготоргов.

o pyd.