

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**π-МЕЗОНЫ****(Обзор экспериментальных данных)****Л. М. Барков и Б. А. Никольский**

Настоящий обзор ставит своей целью систематизацию основных экспериментальных данных, касающихся свойств π-мезонов и их взаимодействия с нуклонами и ядрами. Выводы, которые можно сделать на основе этих работ, являются в большинстве случаев качественными, так как в настоящее время не существует сколько-нибудь цельной теории ядерных взаимодействий. Поэтому мы часто будем ограничиваться сообщением экспериментальных результатов без их теоретической интерпретации. В обзоре не рассматриваются процессы множественного рождения π-мезонов, которые начинают играть заметную роль при энергиях сталкивающихся частиц более 1000 Мэв.

В части I рассматриваются свойства π-мезонов и закономерности их взаимодействия со свободными нуклонами. Часть II посвящена обзору работ по взаимодействию π-мезонов с ядрами.

ЧАСТЬ I

ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ π-МЕЗОНОВ С НУКЛОНАМИ**1. СВОЙСТВА π-МЕЗОНОВ**

π-мезонами называют частицы с массой, примерно равной 270 массам электрона, активно взаимодействующие с ядерным веществом. Существование таких частиц было предсказано Юкава, который ввел для объяснения природы короткодействующих ядерных сил так называемые «тяжелые кванты» — мезоны.

Различают три типа π-мезонов: положительно заряженный, отрицательно заряженный и нейтральный. Заряд электрически заряженных π-мезонов по абсолютной величине равен заряду электрона.

π-мезоны являются нестабильными частицами. В вакууме π⁺- и π⁻-мезоны распадаются на μ-мезон и одну нейтральную частицу, по-видимому, нейтрино. Энергия μ-мезона, получающегося при π → μ-распаде, равна 4,1 Мэв¹. При исследовании π → μ-распада в пластинках примерно в 0,01% случаев наблюдались так называемые «короткопробежные μ-мезоны»^{2,3}, длина следа которых была значительно меньше, чем средняя величина ионизационного пробега μ-мезона при π → μ-распаде. Явление это удовлетворительно объясняется, если предположить, что здесь происходит радиационный распад π-мезона по схеме:

$$\pi \rightarrow \mu + \nu + \gamma. \quad (1)$$

В таблице I приведена вычисленная Иоффе и Рудиком⁴ относительная вероятность радиационного распада π-мезона в зависимости от длины ионизационного пробега μ-мезона.

По данным Фрая³ при $\frac{R}{R_0} = 0,8$ отношение $\frac{w(\mu + \nu + \gamma)}{w(\mu + \nu)} = (3,3 \pm 1,3)10^{-4}$, что находится в хорошем согласии с расчетными данными. Фраем и др.²⁵

Таблица I

Вероятность радиационного распада π -мезона

R/R_0	0,9	0,8	0,7	0,6	0,5	0,4	0,3
$\frac{w(\mu + \nu + \gamma)}{w(\mu + \nu)}$	4	2,8	1,9	1,3	0,88	0,52	0,24

R — длина полного ионизационного пробега μ -мезона,

R_0 — пробег μ -мезона при $\pi \rightarrow \mu + \nu$ -распаде,

$\frac{w(\mu + \nu + \gamma)}{w(\mu + \nu)}$ — относительная вероятность радиационного распада π -мезона по сравнению с обычным в случае, когда пробег μ -мезона $\leq R$.

был обнаружен также распад π^+ мезона на μ -мезон и электронную пару: $\pi \rightarrow \mu + \nu + 2e$.

Нейтральный π -мезон распадается на два γ -кванта: $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$. Наблюдался также распад π^0 -мезона с образованием электрона и позитрона по схеме⁵:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + e^+ + e^-. \quad (2)$$

Относительная вероятность последнего процесса равна примерно 1%.

Массы π -мезонов определялись многими авторами. Результаты наиболее точных измерений приведены в таблице II.

Как видно из таблицы II, значения масс π^+ - и π^- -мезонов близки друг к другу. Нейтральный мезон несколько легче заряженных:

$$m_{\pi^-} - m_{\pi^0} \approx$$

$$\approx 8,6 \text{ масс электрона.}$$

Существует точка зрения, что все три типа π -мезонов являются различными состоя-

ниями одной и той же частицы*), а разница масс заряженного и нейтрального π -мезонов имеет электромагнитный характер.

Все три типа π -мезонов имеют целый спин, т. е. подчиняются статистике Бозе. Это следует, например, из того, что π -мезоны рождаются в нуклон-нуклонных соударениях**) в реакциях типа:

$$p + p \rightarrow \pi^+ + d. \quad (3)$$

*) См. начало следующего раздела.

**) См. раздел «Рождение π -мезонов в нуклон-нуклонных соударениях».

Так как полный момент системы двух нуклонов может принимать только целые значения, то спин π-мезона должен быть целым. При этом спин π⁰-мезона не может равняться единице, так как частица со спином $S=1$ не может распадаться на два γ-кванта *). Непосредственно определить спин удалось только для случая π⁺-мезона, измерив сечения прямой и обратной реакций (3). Согласно принципу детального равновесия эти сечения связаны соотношением

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_p = \frac{4}{3(2S+1)} \frac{p_p^2}{p_\pi^2} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\pi, \quad (4)$$

где S — спин π-мезона, p_p и p_π — импульсы в системе центра инерции соответственно протона и π-мезона, $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_p$ — дифференциальное сечение процесса $p + p \rightarrow \pi^+ + d$, $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\pi$ — дифференциальное сечение процесса $\pi^+ + d \rightarrow p + p$.

Разумеется, соотношение (4) сохраняет свой вид и для случая, когда измеряются полные сечения реакции (3). Из измерений дифференциального и полного сечений реакций (3) было найдено, что спин π⁺-мезона равен нулю¹³. Есть основания полагать, что спин π⁻ и π⁰-мезонов также равняется нулю. Одним из доводов в пользу такого заключения является плодотворность гипотезы изотопического спина**), согласно которой все три типа π-мезонов должны рассматриваться как различные состояния одной и той же частицы.

Другим важным свойством π-мезона является четность. Изучение реакции захвата медленного π⁻-мезона дейтерием^{9,14}:



позволило сделать заключение, что π⁻-мезон является частицей псевдоскалярной, т. е. обладает отрицательной внутренней четностью. В самом деле, если π⁻-мезон захватывается дейтерием в S -состоянии, то суммарный момент системы (π⁻ + d) равен единице (в предположении, что спин π⁻-мезона равен нулю) и два нейтрона, образующиеся в рассматриваемой реакции, должны иметь полный момент, равный единице. Поскольку, далее, Ψ-функция системы двух нейтронов должна быть антисимметричной, то они могут находиться при этом только в P -состоянии. Система же двух нуклонов, находящихся в P -состоянии, описывается нечетной Ψ-функцией***). Следовательно, система (π⁻ + d) должна также описываться нечетной Ψ-функцией. Так как дейтон является частицей четной****), то реакция (5) не является запрещенной только в том случае, если внутренняя четность π⁻-мезона равна -1 .

Есть указание на то, что π⁰-мезон также является внутренне нечетной частицей. В работах Пановского и др.⁹ и Стейнбергера и др.¹⁵ показано, что захват медленного π⁻-мезона дейтерием с образованием π⁰-мезона по реакции:



*) Л. Д. Ландау, ДАН СССР 60, 207 (1948).

**) См. начало следующего раздела.

***) Орбитальная четность Ψ-функции системы частиц равна $(-1)^L$, где L — орбитальный момент системы. Внутренняя четность нуклонов при таком рассмотрении не играет роли, так как число нуклонов при реакции (5) не изменяется.

****) См., например, А х и е з е р и П о м е р а н ч у к, Некоторые вопросы теории ядра, Гостехиздат, 1951.

не наблюдается. Во всяком случае, вероятность такого процесса по оценкам Стейнбергера и др.¹⁵ в 10^3 раз меньше, чем вероятность захвата π^- -мезона по реакции (5)*). Малая вероятность захвата π^- -мезона по реакции (6) может быть объяснена, если предположить, что четности π^- - и π^0 -мезонов совпадают, так как в этом случае реакция (6) сильно запрещена по энергетическим соображениям.

Сейчас нет прямых экспериментальных данных по определению четности π^+ -мезонов, однако наиболее вероятно, что все три типа π -мезонов являются частицами нечетными.

Результаты измерений по определению времени жизни π^+ - и π^- -мезонов

Таблица III

Значения времени жизни (T) π^+ - и π^- -мезонов по отношению к $\pi \rightarrow \mu$ -распаду

π^+ -мезоны		π^- -мезоны	
в единицах 10^{-8} сек	ссылка	в единицах 10^{-8} сек	ссылка
$2,8 \pm 0,6$	16	$2,54 \pm 0,11$	19
$2,85 \pm 0,25$	17	$2,62 \pm 0,12$	20
$2,55 \pm 0,19$	18	$2,65 \pm 0,12$	21
$T_{\pi^+} / T_{\pi^-} = 1,01 \pm 0,11$	17	$2,58 \pm 0,14$	22
		$2,53 \pm 0,1$	23
		$2,44 \pm 0,18$	18

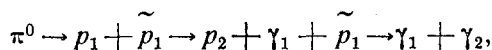
по отношению к $\pi \rightarrow \mu$ -распаду, выполненных в последние годы, приведены в таблице III.

π^0 -мезон распадается на два γ -кванта:



со временем жизни $T_{\pi^0} \leq 10^{-14}$ сек**).

Как видно из таблицы III, время жизни π^+ - и π^- -мезонов по отношению к $\pi \rightarrow \mu$ -распаду одинаково с точностью до ошибок эксперимента. π^0 -мезон подобным образом не распадается, и неизвестно, существует ли нейтральный аналог μ^+ - и μ^- -мезонов. Поскольку можно представить себе, что процесс распада π^0 -мезона на два γ -кванта идет через промежуточное состояние с виртуальным образованием протона и антипротона по схеме***):



то различие во временах жизни заряженного и нейтрального π -мезона может быть связано с дополнительной возможностью радиационного распада π^0 -мезона и не является доказательством различия этих частиц.

*) Авторы считают, что приведенное значение вероятности является верхним пределом, так как наблюдаемые ими случаи образования π^0 -мезона по реакции (6) могут быть отнесены за счет присутствия в дейтерии небольшой примеси водорода.

**) Согласно измерениям Ананда²⁴ наиболее вероятным является значение времени жизни π^0 -мезона, равное $T_{\pi^0} = 5 \cdot 10^{-15}$ сек.

***). См., например, Э. Ферми, Элементарные частицы, ИЛ, 1951.

2. РАССЕЯНИЕ π-МЕЗОНОВ НА НУКЛОНАХ

Фазовый анализ рассеяния π-мезонов на нуклонах. Анализ углового распределения π-мезонов при столкновениях с нуклонами был использован Ферми для проверки справедливости гипотезы зарядовой инвариантности. Согласно этой гипотезе нуклонам и π-мезонам приписывается новая переменная, имеющая свойства спина — изотопический спин. Предполагается, что изотопический спин нуклонов равен $1/2$, а изотопический спин π-мезонов — 1. Предполагается, далее, что протон и нейтрон представляют собой одну и ту же частицу и различаются лишь значениями проекций на некоторую ось изотопического пространства, равными соответственно $+1/2$ и $-1/2$. Аналогичным образом различие в знаках зарядов π-мезонов эквивалентно различным значениям проекций изотопического спина. Проекции изотопического спина π^+ , π^- и π^0 -мезонов равны соответственно: $+1$, -1 и 0 .

Согласно гипотезе зарядовой инвариантности гамильтониан замкнутой системы ядерно взаимодействующих частиц инвариантен относительно вращения в изотопическом пространстве. Другими словами, можно считать, что пространство изотопического спина изотропно. Это приводит к следующим выводам относительно процессов, связанных со взаимодействием нуклонов и π-мезонов:

а) Полный изотопический спин системы сохраняется (сохранение проекции изотопического спина тривиально, так как это условие означает сохранение заряда системы).

б) Характер взаимодействий между частицами может зависеть лишь от значения полного изотопического спина и не зависит от его проекции.

Разумеется, гипотеза изотопического спина справедлива лишь приближенно. Так, например, электромагнитные взаимодействия частиц нарушают принцип изотропии изотопического пространства. Однако в большинстве рассматриваемых нами процессов взаимодействия ядерных частиц электромагнитными взаимодействиями можно пренебречь. В рассматриваемых реакциях рассеяния π-мезонов на нуклонах электромагнитное (кулоновское) взаимодействие частиц достаточно мало, чтобы задача проверки гипотезы изотопической инвариантности была с этой точки зрения вполне корректной.

Рассмотрим следующие процессы взаимодействия π-мезонов с нуклонами:

$$\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p, \quad (1)$$

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^- + p, \quad (2)$$

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n. \quad (3)$$

Реакция (3) носит название «обменного рассеяния». С точки зрения гипотезы изотопического спина реакции

$$\pi^- + n \rightarrow \pi^- + n, \quad (1')$$

$$\pi^+ + n \rightarrow \pi^+ + n, \quad (2')$$

$$\pi^+ + n \rightarrow \pi^0 + p \quad (3')$$

отличаются от процессов (1), (2), (3) лишь изменением знака проекций изотопического спина всех частиц на обратный, а так как изотопическое пространство предполагается изотропным, то взаимодействия и π-мезонов с нейтронами по реакциям (1'), (2'), (3') должны быть полностью подобны взаимодействиям с протонами по реакциям (1), (2), (3).

Независимость характера взаимодействия частиц от одновременной замены в данной реакции:

$$\begin{array}{ccc} p \rightarrow n & & \pi^- \rightarrow \pi^+ \\ & \text{и} & \pi^+ \rightarrow \pi^- \\ n \rightarrow p & & \pi^0 \rightarrow \pi^0 \end{array}$$

является в настоящее время общепризнанной и носит название принципа зарядовой симметрии.

Согласно фазовой теории рассеяния, процессы (1), (2), (3) могут быть полностью описаны, если заданы фазы, относящиеся ко всем возможным значениям изотопического спина, орбитального и полного моментов. Поскольку изотопический спин системы мезон — нуклон может быть равен либо $1/2$, либо $3/2$, а возможный орбитальный момент при рассматриваемых энергиях π -мезона не превышает значения $L=1^*$), то процессы рассеяния π -мезонов на нуклонах описываются шестью фазами. Обозначим фазы S -волн, относящихся к изотопическому спину, равному $3/2$ и $1/2$, соответственно α_3 и α_1 . Фазы P -волн обозначим через α_{33} , α_{31} , α_{13} , α_{11} , где первый индекс указывает удвоенное значение изотопического спина, а второй индекс — удвоенное значение полного момента количества движения системы мезон — нуклон (см. табл. IV).

Таблица IV

Обозначения фаз, описывающих рассеяние мезонов на нуклонах

Состояние	$T = 3/2$	$T = 1/2$
S	α_3	α_1
$P_{1/2}$	α_{31}	α_{11}
$P_{3/2}$	α_{33}	α_{13}

Фазы являются функциями энергии. Так как рассеяние мезонов на нуклонах в основном определяется S - и P -волнами, то зависимость сечений процессов (1), (2), (3) от угла будет описываться формулой вида:

$$\frac{d\sigma}{d\vartheta} = a + b \cdot \cos \vartheta + c \cdot \cos^2 \vartheta, \quad (4)$$

где ϑ — угол между направлениями

падающего и рассеянного π -мезона в системе центра инерции.

Значения коэффициентов a , b и c в выражении (4) для реакции $\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p$ обозначим, как a_+ , b_+ , c_+ . Аналогичным образом соответствующие коэффициенты для реакции $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + p$ обозначим через a_- , b_- , c_- и для реакции $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$ через a_0 , b_0 , c_0 . Следовательно, измерение угловых распределений мезонов при рассеянии на нуклонах по реакциям (1), (2) и (3) позволяет определить девять констант: a , b , c . В случае справедливости гипотезы зарядовой инвариантности эти девять констант должны выражаться через шесть фаз (две S -фазы и четыре P -фазы). Ниже приводится таблица значений коэффициентов a , b и c для различных энергий π -мезонов.

Отметим, что при энергиях π -мезонов свыше 200 Мэв описание мезон-нуклонных взаимодействий с учетом только S - и P -волн становится не вполне удовлетворительным. Как видно из рис. 1, сечение рассеяния π -мезонов энергии 217 Мэв лучше описывается зависимостью вида:

$$\frac{d\sigma}{d\vartheta} = A + B \cdot Y_1(\vartheta) + C \cdot Y_2(\vartheta) + D \cdot Y_3(\vartheta),$$

*) Если считать, что энергия взаимодействия π -мезона с нуклоном в d -состоянии порядка mc^2 (m -масса π -мезона), то соответствующее значение d -фазы при $E_\pi = 130$ Мэв получается порядка долей градуса, в то время как S - и P -фазы достигают значений $30^\circ - 50^\circ$ (Ферми и др., Phys. Rev. 91, 155, 1953).

Таблица V
Угловые распределения π-мезонов, рассеянных на протонах, в предположении, что в системе центра инерции сечение зависит от угла по формуле

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = a + b \cdot \cos \vartheta + c \cdot \cos^2 \vartheta$$

$E_{\pi},$ Мэв	В ед. $\times 10^{-27} \text{см}^2/\text{стерад}$			Ссылка
	a_{+}	b_{+}	c_{+}	
53	$0,46 \pm 0,4$	$-0,08 \pm 0,8$	$3,6 \pm 1,5$	26
78	$1,9 \pm 0,3$	$-1,7 \pm 0,4$	$1,6 \pm 0,9$	26
110	$3,6 \pm 0,7$	$-4,8 \pm 0,8$	$7,5 \pm 1,9$	26
135	$3,9 \pm 2,3$	$-7,1 \pm 2,8$	$18,0 \pm 6,8$	26
145	$5,0 \pm 2,9$	$-6,8 \pm 3,6$	$25,0 \pm 10$	27
150	$7,7 \pm 0,3$	$-2,3 \pm 0,4$	$16,5 \pm 0,7$	64
151	$6,2 \pm 2,4$	$-7,7 \pm 2,6$	$19,0 \pm 5,0$	28
151	$7,7 \pm 2,1$	$-3,1 \pm 2,4$	$17,3 \pm 7,2$	65
165	$8,8 \pm 1,2$	$-3,7 \pm 1,8$	$21,1 \pm 3,4$	55
170	$8,9 \pm 0,3$	$-1,2 \pm 0,5$	$20,5 \pm 0,9$	64
176	$9,14 \pm 0,42$	$-0,84 \pm 0,76$	$20,2 \pm 1,6$	67
188	$10,0 \pm 3,5$	$-4,1 \pm 2,0$	$8,7 \pm 2,8$	28
189	$7,2 \pm 0,8$	$3,1 \pm 1,3$	$26,0 \pm 3,0$	68
200	$7,92 \pm 0,36$	$1,04 \pm 0,55$	$18,7 \pm 1,2$	67
217	$5,2 \pm 1,4$	$7,5 \pm 2,6$	$20,4 \pm 4,6$	69
240	$5,15 \pm 0,22$	$4,58 \pm 0,57$	$14,93 \pm 0,95$	67
270	$2,93 \pm 0,15$	$4,73 \pm 0,50$	$10,59 \pm 0,75$	67
300	$2,27$	$2,40$	$11,1$	70
307	$2,36 \pm 0,14$	$5,12 \pm 0,38$	$9,26 \pm 0,6$	67
310	$2,4 \pm 0,2$	$4,9 \pm 0,4$	$9,3 \pm 0,7$	71
	a_{-}	b_{-}	c_{-}	
118	$0,49 \pm 0,15$	$0,16 \pm 0,21$	$0,85 \pm 0,45$	29
120	$0,49 \pm 0,11$	$0,34 \pm 0,16$	$1,16 \pm 0,34$	26
144	$0,82 \pm 0,16$	$0,73 \pm 0,24$	$1,52 \pm 0,50$	26
150	$0,97 \pm 0,03$	$0,44 \pm 0,05$	$1,87 \pm 0,10$	64
169	$0,64 \pm 0,19$	$0,47 \pm 0,3$	$3,0 \pm 0,6$	30
170	$1,06 \pm 0,04$	$0,42 \pm 0,07$	$2,44 \pm 0,13$	64
187	$0,81 \pm 0,13$	$0,35 \pm 0,20$	$3,08 \pm 0,38$	34
189	$0,8 \pm 0,1$	$0,30 \pm 0,2$	$3,1 \pm 0,4$	68
194	$1,12 \pm 0,24$	$0,65 \pm 0,40$	$2,87 \pm 0,8$	30
210	$1,56 \pm 0,34$	$0,5 \pm 0,47$	$2,14 \pm 1,1$	30
	a	b_0	c	
40	$0,45 \pm 0,07$	$-0,98 \pm 0,13$	$0,54 \pm 0,21$	32
65	$0,89 \pm 0,03$	$-1,38 \pm 0,09$	$0,21 \pm 0,36$	33
120	$0,6 \pm 0,4$	$-1,9 \pm 0,5$	$3,2 \pm 1,7$	26
144	$1,05 \pm 0,5$	$-1,9 \pm 0,5$	$3,9 \pm 2,0$	26
150	$1,54 \pm 0,07$	$-1,34 \pm 0,06$	$3,63 \pm 0,20$	64
165	$1,9 \pm 0,8$	$-1,1 \pm 0,7$	$5,5 \pm 2,2$	55
169	$1,85 \pm 0,72$	$-0,69 \pm 0,62$	$4,25 \pm 2,3$	30
170	$1,69 \pm 0,08$	$-0,84 \pm 0,08$	$4,25 \pm 0,23$	64
187	$1,46 \pm 0,24$	$-0,16 \pm 0,3$	$5,63 \pm 0,88$	34
189	$1,9 \pm 0,5$	$-0,3 \pm 0,6$	$5,1 \pm 1,6$	68
194	$1,73 \pm 0,8$	$-0,1 \pm 0,7$	$5,9 \pm 2,6$	30
210	$0,84 \pm 0,7$	$-1,94 \pm 0,73$	$5,56 \pm 2,3$	30
217	$1,36 \pm 0,22$	$1,23 \pm 0,26$	$4,82 \pm 0,76$	31

где $Y_i(\vartheta)$ обозначает i -й полином Лежандра, чем формулой (4), которая соответствует $D = 0$.

Имея в виду меньшие энергии π -мезонов, в дальнейшем анализируются мезон-нуклонные взаимодействия в предположении, что существенны только S - и P -волны.

Фазы, характеризующие рассеяние π -мезонов на нуклонах, связаны с коэффициентами a , b и c следующим образом¹⁰:

$$\left. \begin{aligned} a_+ &= \frac{1}{4k^2} (|A_+|^2 + |C_+|^2); & b_+ &= \frac{1}{4k^2} (A_+ B_+^* + A_+^* B_+); \\ c_+ &= \frac{1}{4k^2} (|B_+|^2 - |C_+|^2); \\ a_- &= \frac{1}{36k^2} (|A_-|^2 + |C_-|^2); & b_- &= \frac{1}{36k^2} (A_- B_-^* + A_-^* B_-); \\ c_- &= \frac{1}{36k^2} (|B_-|^2 - |C_-|^2); \\ a_0 &= \frac{1}{18k^2} (|A_0|^2 - |C_0|^2); & b_0 &= \frac{1}{18k^2} (A_0 B_0^* + A_0^* B_0); \\ c_0 &= \frac{1}{36k^2} (|B_0|^2 - |C_0|^2), \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

где k — волновое число π -мезона в системе центра инерции,

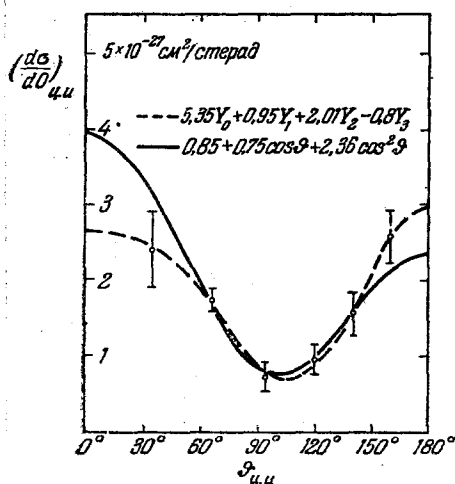


Рис. 1. Дифференциальное сечение процесса $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + p$ при энергии π -мезонов $E_\pi = 217$ Мэв. Приведенные кривые отвечают выражениям $a + b \cos \vartheta + c \cos^2 \vartheta$ и $AY_0(\vartheta) + BY_1(\vartheta) + CY_2(\vartheta) + DY_3(\vartheta)$ с коэффициентами, наилучшим образом удовлетворяющими экспериментальным данным. Y_i — полином Лежандра i -й степени (M. Glicksman, Phys. Rev. 94, 1335 (1954)).

удовлетворяющих экспериментально найденным значениям коэффициентов a , b и c для всех реакций рассеяния мезона. За меру неточности в определении фаз принимается сумма:

$$M = \sum_i \left(\frac{\Delta_i}{\varepsilon_i} \right)^2. \quad (6)$$

$$A_+ = \exp(2i\alpha_3) - 1,$$

$$B_+ = 2 \exp(2i\alpha_{33}) + \exp(2i\alpha_{31}) - 3,$$

$$C_+ = \exp(2i\alpha_{33}) - \exp(2i\alpha_{31}),$$

$$A_- = A_+ + 2 \exp(2i\alpha_1) - 2,$$

$$B_- = B_+ + 4 \exp(2i\alpha_{13}) + 2 \exp(2i\alpha_{11}) - 6,$$

$$C_- = C_+ + 2 \exp(2i\alpha_{13}) - 2 \exp(2i\alpha_{11}),$$

$$A_0 = \frac{3}{2} A_+ - \frac{1}{2} A_-,$$

$$B_0 = \frac{3}{2} B_+ - \frac{1}{2} B_-,$$

$$C_0 = \frac{3}{2} C_+ - \frac{1}{2} C_-.$$

Можно было бы проверить справедливость гипотезы изотопического спина так: определить фазы, используя для этого шесть уравнений из девяти в системе (5) и проверить, удовлетворяют ли эти значения фаз трем оставшимся уравнениям. Однако при существующей точности определения коэффициентов a , b и c (табл. V) такой способ оказывается неэффективным. Обычно применяется метод численного подбора фаз, наилучшим образом

где ϵ_i — экспериментальные ошибки в определении a , b и c , Δ_i — отклонение вычисленных по данным фазам коэффициентов от найденных экспериментально.

Критерием справедливости гипотезы зарядовой инвариантности является в данном случае то, насколько хорошо шесть фаз описывают угловую зависимость сечения рассеяния π-мезонов на нуклонах. На рис. 2 приведены вычисленные с помощью описанной выше фазовой теории кривые сечений мезон-нуклонных взаимодействий в зависимости от угла рассеяния в системе центра инерции. На рисунке приведены также экспериментальные значения сечений, которые использовались для определения фаз. Как видно из рисунка, экспериментальные сечения процессов (1), (2), (3) вполне удовлетворительно описываются шестью фазами, что свидетельствует о правдоподобности гипотезы изотопического спина. Однако при существующей точности экспериментальных данных фазы однозначно определить не удастся. Так, например, приведенные выше данные по рассеянию мезонов энергии 120 Мэв²⁶ одинаково хорошо интерпретируются двумя группами фаз (решения Ферми и Янга). В таблице VI приведены эти два решения и соответствующие им дифференциальные сечения процессов (1) и (2) для трех углов (45°, 90° и 135° в лабораторной системе координат). Приведены также экспериментальные значения сечений при этих углах.

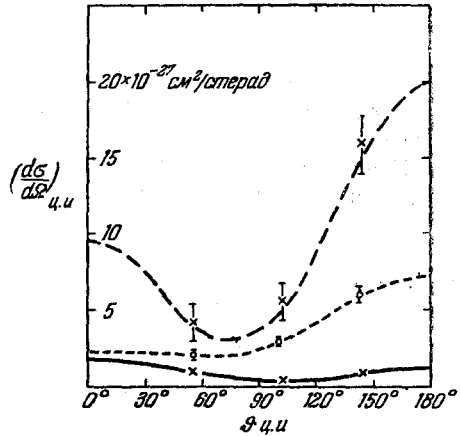


Рис. 2. Дифференциальные сечения мезон-нуклонных взаимодействий в системе центра инерции при энергии π-мезонов $E_\pi = 120$ Мэв. Плавные кривые представляют собой зависимости вида $a + b \cos \vartheta + c \cos^2 \vartheta$, где коэффициенты вычислены, исходя из найденных значений фаз. (Ферми и др., Phys. Rev. 91, 155, 1953.)

Из таблицы VI видно, что однозначный выбор между первым и вторым решениями может быть сделан лишь при очень высокой точности эксперимента.

Отметим, что при современной точности экспериментальных данных приведенные выше решения Ферми и Янга не являются единственно возможными. В более поздних работах^{33, 36-38, 73} показано, что существуют и другие решения, причем имеющийся в настоящее время экспериментальный материал не позволяет сделать заключение о том, какое решение является «правильным».

Из уравнений (5) видно, что одновременное изменение знаков всех фаз на обратный не меняет значений коэффициентов a , b и c . Поэтому из этих уравнений могут быть определены только относительные знаки фаз. Абсолютный знак фаз, описывающих рассеяние π-мезонов на нуклонах, может быть определен, если учесть интерференционные эффекты кулоновского и ядерного взаимодействия. Эти эффекты могут быть существенны только при малых углах рассеяния и небольших энергиях π-мезонов. Принимая, что существенны только S- и P-фазы при рассматриваемых энергиях π-мезонов, можно написать следующее выражение для дифференциального сечения реакций (1), (2), (3)³⁹ с учетом кулоновского взаимодействия:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{4k^2} \left\{ \left| -\frac{i\epsilon\beta}{\sin^2 \frac{\vartheta}{2}} \exp\left(-i\epsilon\beta \ln \sin^2 \frac{\vartheta}{2}\right) + P + Q \cos \vartheta \right|^2 + R^2 \sin^2 \vartheta \right\}. \quad (7)$$

Здесь ϑ и k — угол рассеяния и волновое число π -мезона в системе центра инерции; $\beta = \frac{me^2}{\hbar^2 k}$, где m — приведенная масса нуклона и π -мезона; ϵ равно $+1$, -1 и 0 для процессов (1), (2), (3) соответственно; P , Q , R — в случае процесса (1) выражаются через фазы следующим образом:

$$P = \exp(2i\alpha_3) - 1; R = \exp(2i\alpha_{33}) - \exp(2i\alpha_{31});$$

$$Q = \frac{1+i\beta}{1-i\beta} [\exp(2i\alpha_{31}) + 2 \exp(2i\alpha_{33}) - 3].$$

В случае процессов (2) и (3) P , Q , R выражаются через фазы более сложно.

Изучение интерференции кулоновского и ядерного рассеяния может дать также дополнительные сведения относительно того, какая группа фаз является

Таблица VI

Сечения реакций (1) и (2), вычисленные по фазовой теории рассеяния для углов 45° , 90° и 135° в лабораторной системе координат при $E_\pi = 120 \text{ Мэв}$

(в ед. $\times 10^{-27} \text{ см}^2/\text{стерад}$).

Процесс	Экспериментальное сечение (в ед. $\times 10^{-27} \text{ см}^2/\text{стерад}$)	Вычисленные сечения	
		первое решение	второе решение
$\pi^+ \rightarrow \pi^+$	$4,26 \pm 1,16$ $5,75 \pm 1,16$ $16,00 \pm 1,82$	$4,15$ $5,13$ $15,15$	$4,12$ $5,14$ $15,09$
$\pi^- \rightarrow \pi^-$	$1,06 \pm 0,14$ $0,47 \pm 0,10$ $0,97 \pm 0,18$	$1,06$ $0,48$ $1,02$	$1,06$ $0,47$ $1,02$
Ф а з ы			
Первое решение:	$\alpha_3 = -15,2^\circ$; $\alpha_{31} = 3,9^\circ$;	$\alpha_1 = 9,0^\circ$; $\alpha_{13} = 1,8^\circ$;	$\alpha_{33} = 29,6^\circ$; $\alpha_{11} = -2,8^\circ$;
Второе решение:	$\alpha_3 = -15,4^\circ$; $\alpha_{31} = 38,6^\circ$;	$\alpha_1 = 9,0^\circ$; $\alpha_{13} = -1,4^\circ$;	$\alpha_{33} = 12,9^\circ$; $\alpha_{11} = 3,8^\circ$.

«правильной». Существующие экспериментальные результаты недостаточны для окончательного решения вопроса об абсолютном знаке фаз при различных энергиях π -мезонов. Опытные данные по рассеянию π -мезонов энергии $40-60 \text{ Мэв}$ ^{33, 40-44} лучше всего согласуются с угловыми распределениями, вычисленными в предположении, что фаза $\alpha_3 < 0$, фаза $\alpha_1 > 0$ и доминирующая P -фаза положительна. В решении Янга такой P -фазой является α_{31} , в решении Ферми — α_{33} . Можно считать, что решение Ферми является более достоверным^{33, 37, 38}, и так как более вероятным является плавное изменение фаз с увеличением энергии, то можно предполагать, что фаза α_{33} остается положительной во всем рассматриваемом интервале энергий π -мезонов. В дальнейшем при изучении зависимости фаз от энергии мы будем рассматривать только это решение.

Дополнительные результаты по определению знака фаз и определению правильности выбора той или иной группы фаз могли бы быть получены, если бы удалось измерить поляризацию протонов отдачи при рассеянии π-мезонов на водороде⁴⁵. Однако этот способ встречает в настоящее время непреодолимые экспериментальные трудности.

В таблице VII приведены значения фаз, наилучшим образом интерпретирующих угловые зависимости мезон-нуклонных взаимодействий при различных энергиях π-мезонов. В соответствии со сказанным выше в таблице VII

Таблица VII

Значения фаз, описывающих рассеяние π-мезонов на нуклонах при различных энергиях π-мезонов.

Энергия π-мезонов указана в лабораторной системе координат. $\eta = \frac{p}{mc}$ — импульс π-мезона в единицах mc в системе центра инерции. Фазы указаны в градусах. Обозначения фаз см. в таблице IV. Знак * указывает, что фазы вычислены в предположении, что $\alpha_{11} = \alpha_{13} = \alpha_{31} = 0$.

$E_{\pi}^{\text{лаб}},$ Мэв	η_{π}	α_1	α_3	α_{13}	α_{33}	α_{11}	α_{31}	Ссылка
22	0,49		— 2,7		0,7		0	74
40 *)	0,68	9,7	— 2,6		5,7			40
40	0,68	8,3	— 3,7	0,3	4,9	—5,3	— 0,7	32
40	0,68		— 5,7		4,1		0,1	41
45	0,73		— 5,7		4,4		2,4	42
53	0,80		0		9,0		2,0	26
58	0,84		— 4,9		7,6		— 1,8	43
65	0,90	10,9	— 6,2	—2,6	9,1	0,4	— 1,9	33
78	0,99		— 6,0		13,0		— 3,0	26
120	1,25	9,0	—15,0	2,0	30,0	—3,0	4,0	26
135	1,33	10,0	—14,0	2,0	38,0	—5,0	5,0	26
150	1,44	9,0	—10,0	2,0	51,5	2,0	— 5,0	64
151	1,44		—30,0		45,0		8,0	28
151	1,44		—26,0		50,0		0	65
165	1,50	7,9	—20,5	1,1	62,8	—10,7	3,9	55
169 *	1,52	10,0	—15,0		65,0			31
170	1,52	10,0	— 8,0	2,0	65,0	0	— 8	64
187 *	1,63	8,0	0		83,0			34
188	1,63		—35,0		55,0		0	28
189	1,64	—2,8	—11,3	—2,1	98,8	—2,6	—11,6	68
194 *	1,65	14,0	— 5,0		84,0			31
217 *	1,75	—4,0	—23,0		100			31
217	1,75		—22,5		114		—11,6	69
240			—14,0		114,4		— 2,0	75
260			—12,0		116,0		—11,0	72
270			—13,6		128,8		— 4,3	75
300			—12,0		126,0		—10,0	70
307			—13,0		133,7		— 4,0	75
310			—16,8		129,6		— 2,0	71
400			—22,0		158,0		—22,0	72

приведены только решения Ферми с фазой $\alpha_{33} > 0$. При больших энергиях фазы вычислены в предположении, что $\alpha_{11} = \alpha_{13} = \alpha_{31} = 0$. Можно предполагать, что больших ошибок в определении фаз при этом сделано не было, так как по вычислениям Ферми и др.^{26, 33} указанные фазы при энергиях $E_{\pi} = 60—130 \text{ Мэв}$ малы (см. табл. VII).

В работе Хофмана и др.³⁸ произведен подробный анализ различных групп фаз, удовлетворяющих экспериментальным результатам при энергии π-мезонов

120—200 Мэв. Авторы приходят к выводу, что наиболее «правдоподобным» является решение, в общих чертах совпадающее с данными таблицы VII. Это

Таблица VIIa

Значения фаз при энергиях π -мезонов
 $E_\pi = 120\text{—}217$ Мэв, вычисленные Хофманом³⁸

$E_{\pi}^{\text{лаб}},$ Мэв	α_1	α_3	α_{13}	α_{33}	α_{11}	α_{31}
120	8	-12	2	30	-4	6
144	14	-13	3	46	-5	5
169	7	-4	-1	64	7	3
194	-14	-13	0	90	5	-16
217	-4	-20	7	107	-7	-14

решение представлено в таблице VIIa.

На рис. 3 приведены зависимости фаз от импульса π -мезона в системе центра инерции согласно данным таблицы VII. Как видно из этих рисунков, фаза α_{33} примерно пропорциональна η^3 . Фаза α_1 не зависит от энергии в интервале энергий π -мезона 40—200 Мэв (в лабораторной системе координат).

В настоящее время нет достаточно полных экспериментальных данных по рассеянию π -мезонов малых энергий ($E_\pi < 40$ Мэв в лабораторной системе координат) на нуклонах. Оче-

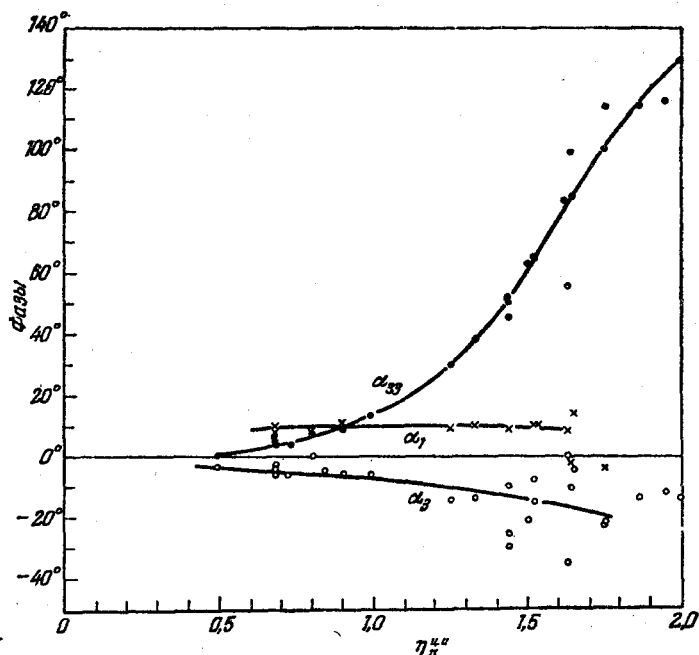


Рис. 3. Зависимость фаз α_1 , α_3 и α_{33} от импульса π -мезона в системе центра инерции $\eta_\pi = \frac{p_\pi}{m_\pi c}$.

видно, что при достаточно малых энергиях π -мезонов мы должны ожидать, что фазы будут зависеть от импульса π -мезона, как

$$\alpha_l \sim \eta_\pi^{2l+1},$$

где η — импульс π -мезона в системе центра инерции, α_l — фаза, отвечающая рассеянию π -мезона на нуклонах с моментом количества движения l .

Из анализа экспериментальных данных Орир и др.⁴⁶ нашли, что выражения

$$\alpha_3 = -0,11 \eta, \quad \alpha_1 = 0,16 \eta \quad \text{и} \quad \alpha_{33} = 0,235 \eta^3 \quad (8)$$

хорошо интерпретируют имеющиеся экспериментальные данные при малых энергиях.

Величины фаз были оценены также при определении энергии уровней π-мезоатомов⁶⁶ и оказались приблизительно равны значениям α_1 и α_3 , найденным Орир. Разумеется, указанные значения коэффициентов нельзя считать окончательными.

Из рис. 3 видно, что фаза α_{33} становится равной $\frac{\pi}{2}$ при энергии π-мезона 190—200 Мэв. Можно было бы предположить, что столь сильное взаимодействие свидетельствует о существовании возбужденного состояния нуклона со спином и изотопическим спином, равными $\frac{3}{2}$. Однако представление о том, что процесс рассеяния мезонов на нуклонах идет через промежуточное состояние возбужденного нуклона, не согласуется со сравнительно слабой зависимостью фазы α_{33} от энергии в районе $E_\pi = 200$ Мэв. Это лучше всего видно из зависимости полного сечения процесса $(\pi^+ + p)$ от энергии, определяемого, в основном, фазой α_{33} . Как видно из рис. 4, $\sigma_\pi(\pi^+ + p)$ имеет максимум при $E_\pi \approx 190$ Мэв, с «шириной» порядка 100 Мэв. Если бы этот максимум сечения соответствовал тому, что реакция $(\pi^+ + p)$ идет через промежуточное состояние, то время жизни этого состояния было бы $\sim 10^{-23}$ сек. Так как время, за которое частица пролетает расстояние порядка радиуса действия ядерных сил, равно примерно той же величине, то понятие промежуточного состояния в этом случае теряет смысл.

Зависимость полных сечений рассеяния π-мезонов на нуклонах от энергии. Измерение полных сечений рассеяния мезонов на нуклонах произведено с достаточной точностью в широком интервале энергий π-мезонов, чтобы позволить существенно дополнить сведения о характере мезон-нуклонных взаимодействий, полученных из анализа угловых распределений процессов (1), (2), (3) (см. начало этого раздела).

Полные сечения реакций

$$\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p, \quad (1)$$

$$\pi^- + p \rightarrow \begin{cases} \pi^- + p \\ \pi^0 + n. \end{cases} \quad (9)$$

определялись по ослаблению пучка π^+ - и π^- -мезонов после прохождения через поглотитель из жидкого водорода или какого-либо водородосодержащего вещества, а также интегрированием существующих дифференциальных

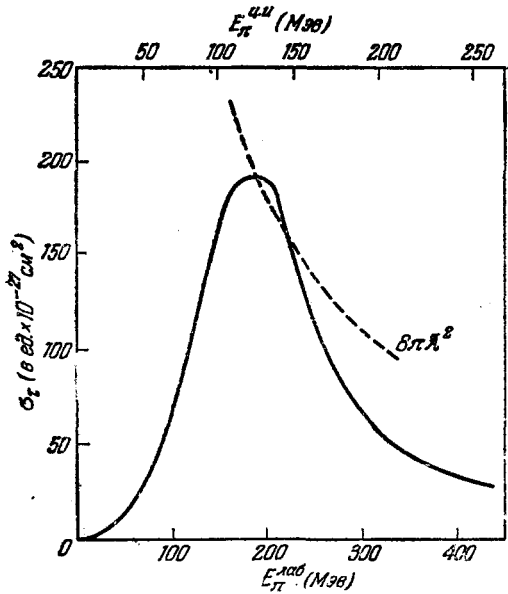


Рис. 4. Полные сечения процесса $\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p$. Пунктирная кривая показывает максимально возможное сечение взаимодействия π-мезонов с протонами в состоянии с полным моментом количества движения, равным $\frac{3}{2}$: $\sigma_{\max} = 8\pi\lambda^2$.

сечений. Полные сечения процессов

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^- + p, \quad (2)$$

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n \quad (3)$$

определялись интегрированием соответствующих дифференциальных сечений.

Существующие экспериментальные данные по определению полных сечений процессов (1), (9), (2) и (3) приведены в таблицах VIII, IX и X, а также на рис. 4 и 5.

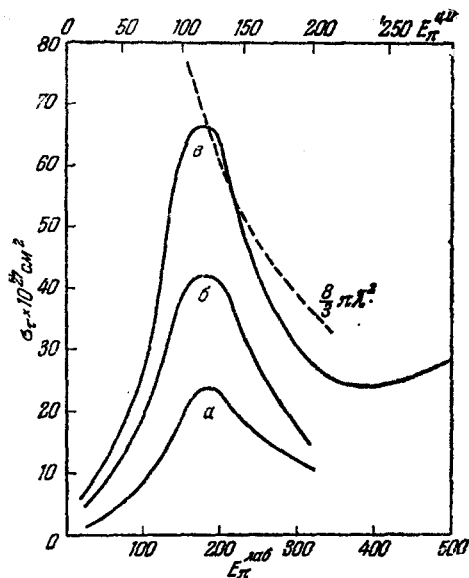


Рис. 5. Интегральное сечение рассеяния π^- -мезонов на нуклонах. Кривая a относится к процессу $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + p$, кривая b относится к процессу $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$, кривая v относится к полному сечению рассеяния π^- -мезонов на протонах, т. е. к сумме процессов a и b . Пунктирная кривая показывает максимально возможное сечение рассеяния π^- -мезонов на протонах в состоянии с полным моментом количества движения $3/2$ и с изотопическим спином $3/2$: $\sigma_{\max} = \frac{8}{3} \pi \lambda^2$.

При дальнейшем увеличении энергии π -мезонов полное сечение мезон-нуклонных взаимодействий падает; максимум имеет «ширину» порядка 100 Мэв в системе центра инерции. Как было указано ранее, значительная ширина максимума не согласуется с предположением, что рассматриваемые процессы рассеяния π -мезонов на нуклонах идут через промежуточное состояние системы нуклон — мезон.

На рис. 6 приведены зависимости полных сечений взаимодействия π^+ - и π^- -мезонов с нуклонами во всем измеренном интервале энергий π -мезонов.

Согласно принципу зарядовой инвариантности полное сечение взаимодействия π -мезонов с нуклонами в состоянии с изотопическим спином $1/2$ выражается через сечения взаимодействия π^+ - и π^- -мезонов с протонами следующим образом:

$$\sigma\left(T = \frac{1}{2}\right) = \frac{3}{2} \sigma(\pi^- + p) - \frac{1}{2} \sigma(\pi^+ + p). \quad (10)$$

На рис. 4 и 5 приведены также кривые зависимости максимально возможных сечений рассеяния π^+ - и π^- -мезонов на протонах в состоянии с изотопическим спином $3/2$ и полным моментом количества движения, равным $3/2$. Эти сечения соответствуют фазе $\alpha_{33} = \pi/2$ и равны $8\pi\lambda^2$ для процесса $(\pi^+ + p)$ и $8/3\pi\lambda^2$ для процесса $(\pi^- + p)$, где λ — длина волны π -мезона, деленная на 2π .

Следует отметить, что приведенные в таблицах VIII и IX полные сечения взаимодействия π -мезонов с нуклонами при энергиях $E_\pi \gg 1000$ Мэв уже не характеризуют процессы (1), (2) и (3), так как при этих энергиях становится возможным множественное рождение мезонов⁶³.

Из рис. 4 и 5 видно, что полные сечения процессов рассеяния π -мезонов на нуклонах достигают своего максимального значения при энергии π -мезонов ~ 190 Мэв в лабораторной системе координат, что соответствует энергии $E_\pi = 125$ Мэв в системе центра инерции. Соответствующие значения полных сечений равны $\sim 190 \cdot 10^{-27}$ см² для процесса $\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p$ и $66 \cdot 10^{-27}$ см² для процесса $\pi^- + p \rightarrow \begin{cases} \pi^- + p \\ \pi^0 + n \end{cases}$.

Таблица VIII

Полные сечения рассеяния π^+ -мезонов на протонах.

Знаком * обозначено сечение процесса $(\pi^- + n)$, определенное как $\sigma(\pi^- + D_2O) - \sigma(\pi^- + H_2O)$.

$E_{\pi},$ Мэв	$\sigma_{\text{полн}} \times 10^{27} \text{ см}^2$	Метод определения	Ссылка
33	$6,4 \pm 2,0$	по ослаблению пучка	47
37	$11,8 \pm 1,0$	"	48
40	$10,9 \pm 3,0$	интегрирование $\sigma(\vartheta)$	41
43	$9,0 \pm 4,0$	" $\sigma(\vartheta)$	49
44	$9,8 \pm 1,5$	по ослаблению пучка	47
45	$12,0 \pm 3,0$	интегрирование $\sigma(\vartheta)$	42
53	$20,0 \pm 4,0$	" $\sigma(\vartheta)$	50
56	20 ± 10	по ослаблению пучка	51
56	$17,6 \pm 2,2$	"	47
58	$15,3 \pm 1,0$	интегрирование $\sigma(\vartheta)$	43
65	$20,4 \pm 2,0$	" $\sigma(\vartheta)$	33
70	$19,0 \pm 2,6$	по ослаблению пучка	47
75	$41,0 \pm 15$	интегрирование $\sigma(\vartheta)$	52
78	31 ± 3	" $\sigma(\vartheta)$	26
79	48 ± 10	по ослаблению пучка	53
82	50 ± 13	" " "	51
109	80 ± 10	" " "	53
110	77 ± 6	интегрирование $\sigma(\vartheta)$	26
115	95 ± 15	по ослаблению пучка	53
118	91 ± 6	" " "	51
127	125 ± 15	" " "	53
128	122 ± 8	" " "	59
133	135 ± 15	" " "	53
135	120	" " "	54
135	126 ± 4	" " "	59
135	126 ± 20	интегрирование $\sigma(\vartheta)$	26
136	152 ± 14	по ослаблению пучка	51
140	133 ± 8	" " "	79
142	150 ± 8	" " "	59
144	151 ± 4	" " "	79
145	169 ± 23	интегрирование $\sigma(\vartheta)$	27
146	150 ± 7	по ослаблению пучка	56
150	165 ± 5	" " "	64
150	167 ± 5	интегрирование $\sigma(\vartheta)$	64
151	151 ± 19	" $\sigma(\vartheta)$	65
151	152 ± 31	" $\sigma(\vartheta)$	28
152	175 ± 6	по ослаблению пучка	59
156	170 ± 5	" " "	59
157	162 ± 7	" " "	56
164	169 ± 5	" " "	79
165	188 ± 5	" " "	55
165	194 ± 5	интегрирование $\sigma(\vartheta)$	55

$E_{\pi},$ Мэв	$\sigma_{\text{полн}} \times 10^{27} \text{ см}^2$	Метод определения	Ссылка
166	179 ± 7	по ослаблению пучка	56
170	195 ± 6	" " "	64
170	202 ± 6	интегрирование $\sigma(\vartheta)$	64
171	203 ± 8	по ослаблению пучка	59
171	204 ± 6	" " "	56
173	205 ± 6	" " "	56
174	193 ± 6	" " "	79
176	199 ± 5	интегрирование $\sigma(\vartheta)$	67
178	~ 200	по ослаблению пучка	54
181	187 ± 7	" " "	56
182	166 ± 20	" " "	59
184	196 ± 6	" " "	79
185	188 ± 8	" " "	59
188	159 ± 34	" " "	28
189	182 ± 7	" " "	56
189	194 ± 5	интегрирование $\sigma(\vartheta)$	68
169	171	вычислено по фазам, найденным в опытах по $(\pi^- + p)$ -рассеянию	31
194	184		31
217	174		31
194	200 ± 6	по ослаблению пучка	79
196	202 ± 14	" " "	59
209	179 ± 6	" " "	79
200	178 ± 4	интегрирование $\sigma(\vartheta)$	67
210	148 ± 20	по ослаблению пучка	56
214	141 ± 7	" " "	56
217	151	интегрирование $\sigma(\vartheta)$	69
219	156 ± 7	по ослаблению пучка	79
222	148 ± 7	" " "	56
229	132 ± 7	" " "	79
262	111 ± 7	" " "	56
263	107 ± 7	" " "	56
240	127 ± 4	интегрирование $\sigma(\vartheta)$	67
270	81 ± 3	" $\sigma(\vartheta)$	67
280	88 ± 11	по ослаблению пучка	56
298	75 ± 5	" " "	56
307	$68 \pm 2,4$	интегрирование $\sigma(\vartheta)$	67
310	69	" $\sigma(\vartheta)$	71
340	48 ± 9	по ослаблению пучка	56
450	27 ± 6	" " "	56
700	17 ± 6	" " "	56
1000*	21 ± 3	" " "	57
1450*	29 ± 3	" " "	57

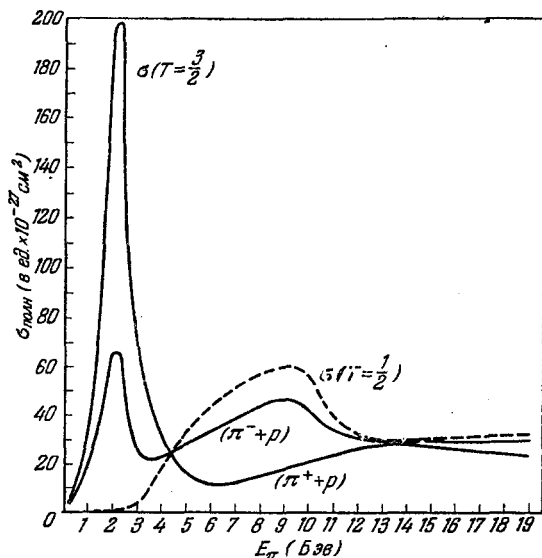
Таблица IX
Полные сечения рассеяния π⁻-мезонов на протонах

E_{π} Мэв	$\sigma_{\text{полн}} \times 10^{27} \text{ см}^2$	Метод определения	Ссылка
37	13±7	по ослаблению пучка	48
72	15±8	" " "	53
79	20±8	" " "	53
89	21±8	" " "	58
109	31±9	" " "	53
112	31±9	" " "	58
120	33±3	интегрирование $\sigma(\theta)$	26
127	45±10	по ослаблению пучка	53
133	47±2,4	" " "	59
135	52±6	" " "	58
140	44±2,7	" " "	80
144	61±7	интегрирование $\sigma(\theta)$	26
150	55±2,0	по ослаблению пучка	64
152	61±3,0	" " "	59
157	63±2,4	" " "	59
165	67±1,5	" " "	55
165	65±2,2	интегрирование $\sigma(\theta)$	55
169	63±4	" $\sigma(\theta)$	30
170	63±2	по ослаблению пучка	64
176	66±6	" " "	58
179	66±2,5	" " "	59
184	66±2,4	" " "	80
187	64±2	интегрирование $\sigma(\theta)$	34
189	68±3,4	" $\sigma(\theta)$	68
194	74±5	" $\sigma(\theta)$	30
194	65±2,5	по ослаблению пучка	59
195	63±2,5	" " "	59
197	72±2,5	" " "	80
209	57±2,9	" " "	31
210	64±5	интегрирование $\sigma(\theta)$	30
215	56±2,2	по ослаблению пучка	59
216	57±2,5	" " "	80
217	60±6	" " "	58
217	55±5	интегрирование $\sigma(\theta)$	31
220	52±2,3	по ослаблению пучка	31
226	53±2,0	" " "	80
236	46±2,4	" " "	59
240	43±2,3	" " "	59
256	38±1,9	" " "	80
258	38±3,4	" " "	59
265	44±6	" " "	56
290	34±1,1	" " "	80
330	24±5	интегрирование $\sigma(\theta)$	78
335	26±1,0	по ослаблению пучка	80
340	23±11	" " "	56
363	26±1,6	" " "	80
393	26±2,7	" " "	80
450	25±3	" " "	56
470	27±5	" " "	60
510	20±7	" " "	56
600	23±11	" " "	56
700	42±10	" " "	56
840	47±5	" " "	60
1000	49±4	" " "	57
1370	35±2,7	" " "	77
1450	34±3,5	" " "	57

Таблица X

Полные сечения

Реакция $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$			Реакция $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + p$		
E_π , Мэв	$\sigma_{\text{полн}} \times 10^{27} \text{ см}^2$	Ссылка	E_π , Мэв	$\sigma_{\text{полн}} \times 10^{-27} \text{ см}^2$	Ссылка
20	$5,0 \pm 0,8$	61	26	$1,1 \pm 0,6$	46
30	$5,7 \pm 0,9$	61	65	$2,9 \pm 0,5$	33
34	$5,0 \pm 1,5$	62	118	$9,6 \pm 2,0$	29
40	$7,9 \pm 1,8$	32	120	$11,3 \pm 1,6$	26
42	$6,9 \pm 1,2$	61	144	$17,0 \pm 2,4$	26
65	$12,4 \pm 1,5$	33	150	20,0	64
120	$21,7 \pm 2,7$	26	165	$22,5 \pm 1,5$	55
144	$30,6 \pm 3,7$	26	169	$21,2 \pm 2,0$	30
150	34,7	64	170	23,6	64
165	$42,5 \pm 1,3$	55	187	$22,5 \pm 1,3$	34
169	$41,4 \pm 3,0$	30	189	$23,0 \pm 1,4$	68
170	39,2	64	194	$26,4 \pm 2,7$	30
187	$41,6 \pm 1,5$	34	210	$28,7 \pm 3,1$	30
189	$45,3 \pm 3,2$	68	217	$18,2 \pm 2,3$	31
194	$47,0 \pm 3,6$	30	330	$11,0 \pm 4,0$	84
210	$35,0 \pm 3,6$	30			
217	$35,8 \pm 3,4$	31			
295	$14,0 \pm 3,5$	76			
330	$13,0 \pm 4$	84			

Рис. 6. Полные сечения взаимодействия π^+ и π^- -мезонов с протонами.

Сечения мезон-нуклонных взаимодействий с изотопическим спином $T = 3/2$ и $T = 1/2$, вычисленные по формулам (10) и (11).

Сечение взаимодействия мезонов с нуклонами в состоянии с изотопическим спином $3/2$ определяется сечением взаимодействия π^+ -мезонов с протонами:

$$\sigma\left(T = \frac{3}{2}\right) = \sigma(\pi^+ + p). \quad (11)$$

Сечения мезон-нуклонных взаимодействий в состояниях с изотопическим спином $\frac{3}{2}$ и $\frac{1}{2}$, вычисленные по формулам (10) и (11), также приведены на рис. 6.

Следует отметить, что вычисленные по соотношениям (10) и (11) сечения мезон-нуклонных взаимодействий с изотопическим спином $T = \frac{1}{2}$ и $T = \frac{3}{2}$ не зависят от конкретного вида реакции и потому справедливы при любых энергиях π-мезонов. Как видно из рис. 6, при энергиях $E_\pi = 50-300$ Мэв сечение $\sigma\left(T = \frac{1}{2}\right)$ мало и сечение взаимодействия определяется, в основном, $\sigma\left(T = \frac{3}{2}\right)$. При больших энергиях преобладает, наоборот, сечение $\sigma\left(T = \frac{1}{2}\right)$, которое достигает своего максимального значения при $E_\pi \approx 1000$ Мэв.

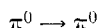
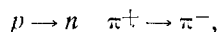
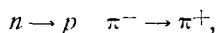
3. РОЖДЕНИЕ π-МЕЗОНОВ В НУКЛОН-НУКЛОННЫХ СОУДАРЕНИЯХ

Рождение π-мезонов в нуклон-нуклонных соударениях становится энергетически возможным, если в системе центра инерции двух сталкивающихся нуклонов их суммарная энергия превышает массу покоя π-мезона.

Когда один из нуклонов до столкновения покоился, энергетический порог рождения π-мезона в лабораторной системе координат равен примерно 290 Мэв. Рассмотрим следующие реакции рождения π-мезонов нуклонами:



Если считать, что при одновременной замене в данной реакции



характер взаимодействия не меняется (принцип зарядовой симметрии), то приведенные реакции (1) — (4) являются единственными независимыми процессами рождения π-мезонов при нуклон-нуклонных соударениях. Гипотеза изотопической инвариантности накладывает дополнительные ограничения на число параметров, описывающих рождение π-мезонов. Согласно этой гипотезе, полный изотопический спин системы ядерно-взаимодействующих частиц сохраняется. Поэтому при рождении π-мезона в нуклон-нуклонных соударениях возможны три различных состояния системы, содержащей два нуклона и рожденный π-мезон.

Два из этих состояний:

$$\left. \begin{aligned} T(N_1 + N_2) = 1, \quad T_\pi = 1, \\ T(N_1 + N_2) = 0, \quad T_\pi = 1 \end{aligned} \right\} T(N_1 + N_2 + \pi) = 1,$$

соответствуют случаю, когда полный изотопический спин системы равен 1 ($T(N_1 + N_2 + \pi) = 1$) и одно — когда полный изотопический спин системы

равен 0:

$$\begin{aligned} T(N_1 + N_2) &= 1, \\ T_\pi &= 1, \\ T(N_1 + N_2 + \pi) &= 0. \end{aligned}$$

Отсюда следует, что существует только три независимых матричных элемента, соответствующих переходам с $T=1$ и $T=0$. Обозначим эти матричные элементы, как M_1 , M_2 , M_3 :

M_1 — описывает рождение π -мезона в случае, когда полный изотопический спин системы $T=1$, причем состояние нуклонов конечного состояния триплетное по изотопическому спину: $T(N_1 + N_2) = 1$;

M_2 — описывает рождение π -мезонов в случае, когда $T=0$;

M_3 — описывает рождение π -мезона с $T=1$, причем изотопический спин двух нуклонов в конечном состоянии равен нулю: $T(N_1 + N_2) = 0$.

Матричный элемент M_3 соответствует также случаю образования в конечном состоянии дейтона, изотопический спин которого равен нулю.

Можно показать, что полные сечения процессов (1) — (4) выражаются только через квадраты модулей матричных элементов M_1 , M_2 , M_3 , являющихся, вообще говоря, величинами комплексными. Выражения эти имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} \sigma(nr, \pi^0) &= \frac{1}{6} |M_2|^2 + \frac{1}{2} |M_3|^2, \\ \sigma(pp, \pi^0) &= \frac{1}{2} |M_1|^2, \\ \sigma(pp, \pi^+) &= \frac{1}{2} |M_1|^2 + |M_3|^2, \\ \sigma(nr, \pi^+) &= \frac{1}{4} |M_1|^2 + \frac{1}{6} |M_2|^2. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Здесь $\sigma(nr, \pi^0)$ обозначает сечение реакции $n + p \rightarrow n + p + \pi^0$ и т. д. Следовательно, точное определение полных сечений реакций (1) — (4) дает возможность проверить гипотезу изотопической инвариантности.

Использование общих соотношений квантовой механики позволяет в случае малых энергий предсказать характер угловых и энергетических зависимостей сечений рождения π -мезонов по реакциям (1) — (4). Под «малыми энергиями» мы понимаем в данном случае энергии, при которых $\frac{R}{\lambda_N} \ll 1$ и $\frac{R}{\lambda_\pi} \ll 1$, где λ_N — длина волны относительного движения нуклонов в конечном состоянии, λ_π — длина волны рожденного π -мезона, R — радиус действия ядерных сил.

При этом π -мезоны будут образовываться, в основном, в S - и P -состояниях; орбитальный момент относительного движения двух нуклонов конечного состояния также не превышает значения $L=1$. Полный момент количества движения системы не может отсюда превышать величины $J=3$. Используя законы сохранения четности и полного момента, а также обобщенный принцип Паули, можно определить начальные и конечные состояния системы при рождении π -мезона в нуклон-нуклонных соударениях при малых энергиях⁸¹ (см. таблицу XI).

В таблице XI приняты следующие обозначения:

Буквы S , P , D , F описывают состояние системы двух нуклонов в общепринятых обозначениях. Буквы s , p отвечают моменту количества движения рожденного π -мезона, равному соответственно 0 и 1. Индекс у букв s и p обозначает полный момент количества движения системы. Во второй графе

таблицы указан полный изотопический спин системы (T_Σ) и изотопический спин нуклонов конечного состояния ($T(N_1 + N_2)$). В 5 и 6 графах таблицы XI приведены угловые и энергетические зависимости сечений рождения π-мезонов в системе центра инерции, соответствующие определенным начальным и конечным состояниям системы (η — импульс π-мезона в системе центра инерции в единицах $m_\pi c$).

Т а б л и ц а X I

Начальные и конечные состояния системы частиц при рождении π-мезона в нуклон-нуклонных соударениях для различных значений полного изотопического спина

Объяснение обозначений дано в тексте.

Матрич- ный элемент	Изотопичес- кий спин	Начальное состояние	Конечное состояние	Угловая зави- симость в си- стеме центра инерции	Полное сече- ние $\times 10^{27} \text{ см}^2$
1	2	3	4	5	6
M_3	$T_\Sigma = 1$ $T(N_1 + N_2) = 0$	1S_0 нет 1D_2	$^3S_1 p_0$ $^3S_1 p_1$ $^3S_1 p_2$	изотропн. — $\frac{1}{3} + \cos^2 \vartheta$	$1,0 \eta^3$ при обра- зовании дейтона $1,5 \eta^4$ при обра- зовании n, p ,
		3P_1	$^3S_1 s_1$	изотропн.	$0,14 \eta$
M_2	$T_\Sigma = 0$	3S_1 или 3D_1	$\left. \begin{array}{l} \\ \end{array} \right\} ^1S_0 p_1$	$\frac{1}{3} + \cos^2 \vartheta$	$\left. \begin{array}{l} \\ \end{array} \right\} 0,3 \eta^4$
		нет	$^1S_0 s_0$	—	—
M_1	$T_\Sigma = 1$ $T(N_1 + N_2) = 1$	нет	$^1S_0 p_1$	—	—
		3P_0	$^1S_0 s_0$	изотропн.	$\sim 0,01 \eta^2$
		$^3P_{0,1}$ или 3F_2 $^3P_{0,1,2}$ или $^3F_{2,3}$	$^3P_0 p_1$ $^3P_1 p_{0,1,2}$ $^3P_2 p_{1,2,3}$	$c + \cos^2 \vartheta$	$0,2 \eta^8$
		1S_0 нет 1D_2	$^3P_0 s_0$ $^3P_1 s_1$ $^3P_2 s_2$	изотропн. — изотропн.	$\sim \eta^6$

Приведенные в графе 6 численные коэффициенты, выражающие абсолютные величины сечений соответствующих процессов, получены из сравнения с данными опыта⁸¹.

Интерференция в угловых распределениях рожденных π-мезонов возможна только в том случае, если состояния нуклонов в конце реакции идентичны, а падающие нуклоны находятся в одинаковом спиновом состоянии. Отсюда, в частности, следует, что единственно возможная интерференция между состояниями, различными по изотопическому спину, может иметь место при рождении мезона по реакции (4). Только в этой реакции мы можем ожидать асимметрию углового распределения рожденных π-мезонов по отношению к углу $\vartheta = 90^\circ$ в системе центра инерции⁸¹.

Из приведенных реакций рождения π -мезонов (1)–(4) наиболее подробно была изучена реакция $(p + p \rightarrow \pi^+)$. Как показали уже первые опыты, спектр

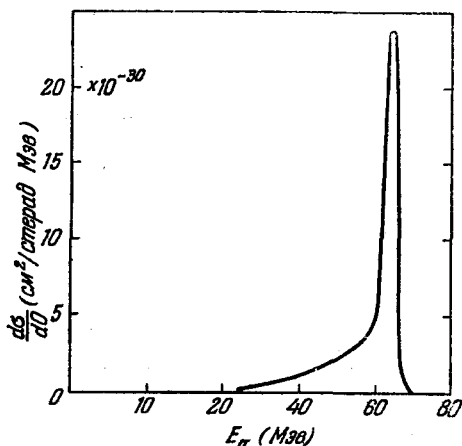


Рис. 7. Энергетический спектр π^+ -мезонов, рожденных протонами с энергией 340 Мэв под углом 18° по отношению к пучку протонов.

энергии протонов $E_p = 440$ Мэв рождение π^+ -мезонов по реакции $(p + p \rightarrow \pi^+)$ с образованием дейтона примерно равно сечению с образованием несвязанных нуклонов⁸⁹.

Угловое распределение в системе центра инерции π^+ -мезонов, рожденных протонами с энергиями в интервале 320–500 Мэв по реакции (3'), хорошо аппроксимируется зависимостью

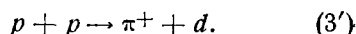
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim a + \cos^2 \vartheta,$$

где $a = 0,2-0,3$ (см. табл. XII). Следует отметить, что аналогичное угловое распределение получается и при исследовании реакции, обратной (3'), т. е. $\pi^+ + d \rightarrow p + p$. Соответствующие данные по этой реакции приведены в таблице XIII. Результаты работ различных авторов по определению полных сечений рождения π^+ -мезонов при соударениях протонов с протонами приведены в таблице XIII и на рис. 8.

Крауфорд и Стивенсон¹⁰² нашли, что в интервале энергий падающих протонов $E_p = 310-338$ Мэв дифференциальное сечение рождения может быть аппроксимировано выражением

$$4\pi \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{ц. и.}} = [a_1 \eta + a_2 \eta^3 + a_3 \eta^3 \cos^2 \vartheta] \cdot 10^{-27} \text{ см}^2/\text{стерад},$$

π^+ -мезонов, рожденных в $(p-p)$ -соударениях, имеет резкий пик в области максимально возможных энергий π -мезонов, что было объяснено сильным взаимодействием нуклонов в конечном состоянии. Типичный спектр π^+ -мезонов, рожденных протонами с энергией 340 Мэв, показан на рис. 7. Предполагается, что π -мезоны, образующие пик в энергетическом распределении, получаются по реакции с образованием дейтона:



Это заключение подтверждается опытами по одновременной регистрации рожденного π^+ -мезона и дейтона методом совпадений. С увеличением энергии налетающего нуклона рождение π^+ -мезона в $(p+p)$ -соударениях с образованием дейтона в конечном состоянии становится все менее вероятно. Уже при

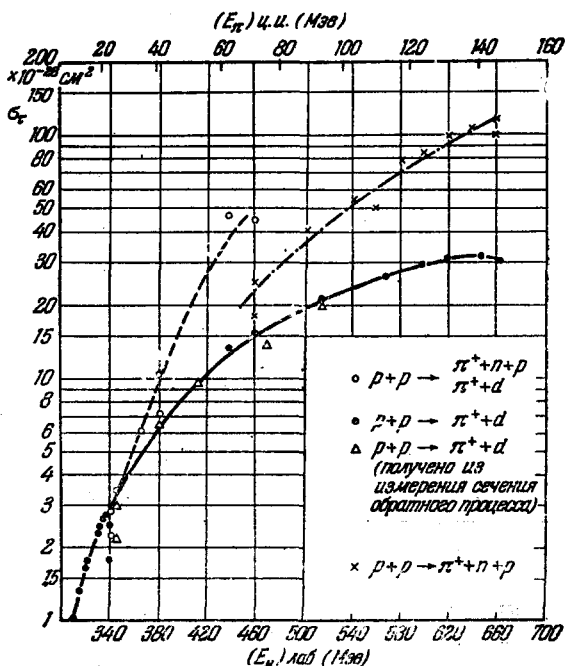


Рис. 8. Полные сечения рождения π^+ -мезонов в $(p-p)$ -соударениях при различных энергиях.

Таблица XII

Полные сечения рождения π^+ -мезонов в $(p-p)$ -соударениях

Энергия протонов указана в лабораторной системе координат. Знаком (d) отмечены работы, относящиеся к реакции $p + p \rightarrow \pi^+ + d$; знаком (np) отмечены работы, относящиеся к реакции $p + p \rightarrow \pi^+ + n + p$.

В работе, отмеченной знаком *, определялась только относительная зависимость сечения от энергии, которая затем нормировалась к абсолютным значениям согласно данным Крауфорда⁸³. « a » представляет собой изотропную часть сечения в системе центра инерции в предположении, что $\frac{ds}{d\Omega} \sim a + \cos^2 \vartheta$. $E_{\pi}^{п.и.}$ обозначает максимально возможную энергию рожденного π -мезона в системе центра инерции.

$E_{\text{лаб}}, \text{ Мэв}$	$E_{\pi}^{п.и.}, \text{ Мэв}$	$\sigma_{\pi} \times 10^{28} \text{ см}^2$	a	Ссылка	Примечание
311	10,1	$1,0 \pm 0,13$	—	81*	d
315	11,7	$1,33 \pm 0,16$	—	81*	d
321	14,3	$1,68 \pm 0,18$	—	81*	d
324	15,5	$1,78 \pm 0,16$	$0,28 \pm 0,07$	83	d
327	17	—	$0,38 \pm 0,11$	84	d
330	18,1	$2,28 \pm 0,17$	—	81*	d
332	19,0	$2,45 \pm 0,13$	$-0,32 \pm 0,05$	83	d
336	20,6	$2,64 \pm 0,19$	—	81*	d
338	21,5	$2,69 \pm 0,26$	$0,29 \pm 0,08$	83	d
340	22,3	—	$0,33 \pm 0,04$	84	d
340	22,3	$2,8 \pm 1,0$	—	81	
341	23,0	$1,8 \pm 0,6$	$0,11 \pm 0,06$	85	d
342	23,5	$2,3 \pm 0,4$	—	82	
345	24,5	$3,5 \pm 0,9$	—	86	
365	33	$6,1 \pm 5$	—	86	
380	39,5	$10,6 \pm 2,6$	—	86	
381	40	$7,3 \pm 2,3$	—	87	
437	63	$13,5 \pm 1,3$	$0,2 \pm 0,02$	88	d
437	63	$47,5 \pm 2,4$	—	81	
440	63,7	$40,0 \pm 10$	$0,15 \pm 0,06$	89	
460	71,8	$15,4 \pm 1,6$	$0,24 \pm 0,03$	90	d
460	71,8	18 ± 7	—	100	(np)
460	71,8	26 ± 20	—	101	(np)
500	87	41 ± 20	—	101	(np)
540	102,5	55 ± 21	—	101	(np)
560	110	50 ± 9	—	100	(np)
580	117	79 ± 21	—	101	(np)
600	124,5	84 ± 21	—	101	(np)
620	131,7	99 ± 22	—	101	(np)
640	139	107 ± 22	—	101	(np)
660	145,8	100 ± 12	—	100	(np)
660	145,8	119 ± 23	—	101	(np)
660	145,8	31 ± 2	$0,23 \pm 0,03$	91	d

Таблица XIII

Угловое распределение в системе центра инерции реакции $\pi^+ + d \rightarrow p + p$ для различных энергий π^+ -мезонов

В таблице указаны также энергии протонов в лабораторной системе координат сечения обратной реакции $p + p \rightarrow \pi^+ + d$.

$E_{\pi}^{п.и.}, \text{ Мэв}$	$E_p^{\text{лаб}}, \text{ Мэв}$	Угловое распределение	$\sigma_{\text{полн}} \times 10^{28} \text{ см}^2$	Ссылка
23	341	—	$2,84 \pm 0,5$	92
25	345	$0,22 + \cos^2 \vartheta$	$2,2 \pm 0,2$	93
40	381	$0,2 + \cos^2 \vartheta$	$6,6 \pm 0,6$	93
53	413	$0,18 + \cos^2 \vartheta$	$9,7 \pm 0,9$	93
76	470	$(0,27 \pm 0,09) + \cos^2 \vartheta$	$13,9 \pm 2,3$	81
94	515	$(0,39 \pm 0,08) + \cos^2 \vartheta$	$20,4 \pm 2,2$	81

где η и ϑ — импульс и угол рассеяния π -мезона в системе центра инерции; $a_1 = 0,138 \pm 0,015$; $a_2 = 0,200 \pm 0,078$; $a_3 = 2,44 \pm 0,17$. Полное сечение рождения мезонов выражается в виде

$$\sigma_{\text{полн}} = (0,138\eta + 1,01\eta^3) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2,$$

$$\eta = \frac{p_{\pi}}{m_{\pi} c}.$$

Из рис. 8 видно, что кривая зависимости сечения процесса $p + p \rightarrow \pi^+ + d$ от энергии достигает своего наибольшего значения при энергии протонов 600—640 Мэв, что в системе центра инерции соответствует энергии π -мезона 120—140 Мэв. При дальнейшем увеличении энергии падающих протонов сечение рождения π -мезонов обнаруживает тенденцию к уменьшению, что свидетельствует о возможном существовании максимума кривой $\sigma(pp \rightarrow \pi^+ d) = f(E_p)$ при энергии падающих протонов ~ 600 Мэв. Такая энергетическая зависимость

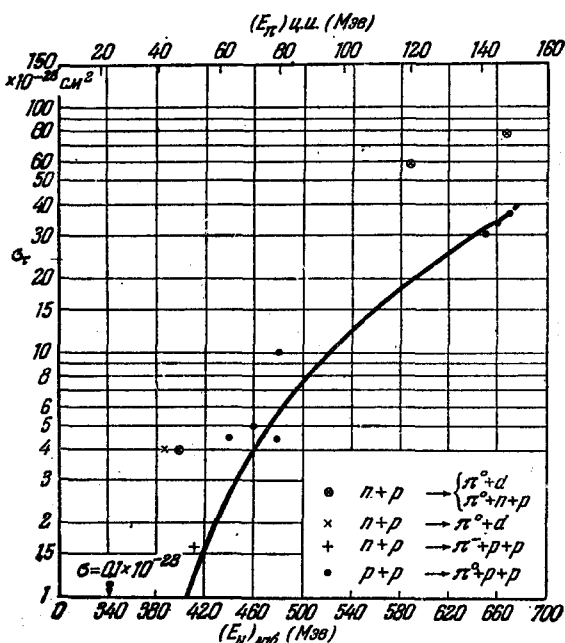


Рис. 9. Полные сечения рождения π -мезонов в нуклон-нуклонных соударениях.

при рождении π -мезонов, которые вуалируют явление «резонанса» в состоянии $T = \frac{3}{2}$, $J = \frac{3}{2}$. Аналогичное изменение сечения с энергией наблюдается также и при рождении π^0 -мезонов в $(p - p)$ и $(n - p)$ соударениях (см. ниже). Что же касается энергетической зависимости сечения рождения π^+ -мезона по реакции $(pp \rightarrow \pi^+ d)$ при малых энергиях, то, как было указано ранее, выражение

$$\sigma = 0,14\eta + 1,0\eta^3,$$

где η — импульс π -мезона в единицах $m_{\pi} c$ в системе центра инерции, вполне удовлетворительно аппроксимирует экспериментальные результаты вплоть до энергии падающего протона ~ 500 Мэв.

Реакции (1), (2) и (4) изучены значительно менее полно. Полные сечения и угловые распределения для этих процессов, измеренные при определенных значениях энергии нуклонов, приведены в таблице XIV; полные сечения этих процессов приведены на рис. 9.

сечения рассматриваемого процесса может быть объяснена влиянием взаимодействия π^+ -мезона с нуклонами в состоянии с изотопическим спином и полным моментом количества движения $\frac{3}{2}$, которое, как это следует из опытов по рассеянию π -мезонов на нуклонах, имеет «резонанс» при энергии π -мезонов ~ 120 Мэв (в системе центра инерции). Из рис. 8 видно также, что сечение рождения π^+ -мезонов с образованием в конечном состоянии несвязанных нуклонов монотонно растет с увеличением энергии падающих частиц вплоть до энергии $E_p = 660$ Мэв. Отсутствие максимума в сечении этого процесса ($pp \rightarrow \pi^+ p$) является, по-видимому, следствием большого числа возможных конечных состояний

Отметим, что приведенные в таблице XIV значения полных сечений рождения π^0 -мезонов были найдены в предположении изотропности сечения

Таблица XIV

Полные сечения и угловые распределения реакций (1), (2) и (4)

Столбец „ a “ отвечает изотропной части сечения в системе центра инерции

$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim a + \cos^2 \vartheta$. T_π — максимально возможная энергия π -мезона в системе центра инерции

Реакция	Энергия падающего нуклона, Мэв	T_π , Мэв	a	$\sigma_{\text{полн}} \times 10^{28} \text{ см}^2$	Ссылка
1	2	3	4	5	6
$p + n \rightarrow \pi^0 \dots\dots\dots$	340	28	—	0,09	97
$p + n \rightarrow \pi^0 + d \dots\dots\dots$	392	50	$0,28^{+0,26}_{-0,14}$	$4,1 \pm 0,7$	94
$p + n \rightarrow \pi^0 + d \dots\dots\dots$	400	53	$0,20 \pm 0,06$	—	95
$p + n \rightarrow \begin{cases} \pi^0 + d \\ \pi^0 + n + p \end{cases} \dots\dots\dots$	$E_{\text{эфф}} = 400^*)$	53	—	$4,0 \pm 2,0$	103
$p + n \rightarrow \begin{cases} \pi^0 + d \\ \pi^0 + n + p \end{cases} \dots\dots\dots$	$E_{\text{эфф}} = 590^*)$	122	—	59 ± 15	104
$p + n \rightarrow \begin{cases} \pi^0 + d \\ \pi^0 + n + p \end{cases} \dots\dots\dots$	670	155	—	78 ± 16	96
$p + p \rightarrow \pi^0 + p + p \dots\dots\dots$	341	28	—	$0,10 \pm 0,03$	97
$p + p \rightarrow \pi^0 + p + p \dots\dots\dots$	430	64	—	$4,5 \pm 1,5$	98
$p + p \rightarrow \pi^0 + p + p \dots\dots\dots$	460	72	—	$5,0 \pm 2,5$	105
$p + p \rightarrow \pi^0 + p + p \dots\dots\dots$	480	79	—	$4,4 \pm 3$	106
$p + p \rightarrow \pi^0 + p + p \dots\dots\dots$	480	79	—	$10,5 \pm 4,5$	107
$p + p \rightarrow \pi^0 + p + p \dots\dots\dots$	560	110	—	12 ± 3	110
$p + p \rightarrow \pi^0 + p + p \dots\dots\dots$	650	137	—	30 ± 6	108
$p + p \rightarrow \pi^0 + p + p \dots\dots\dots$	660	146	—	34 ± 4	110
$p + p \rightarrow \pi^0 + p + p \dots\dots\dots$	670	155	—	37 ± 8	96
$n + p \rightarrow \pi^- + p + p^{***})$	409	49	$A + B \cos \vartheta + C \cos^2 \vartheta$	$1,6 \pm 0,4$	109

*) $E_{\text{эфф}}$ — средняя эффективная энергия нейтронов, вызывающих рождение π^0 -мезонов, вычисленная для непрерывного энергетического спектра нейтронного пучка.

**) Коэффициенты A, B, C по данным работы ¹⁰⁹ оказались равными (в ед. $\times 10^{-27} \text{ см}^2/\text{стерад}$)

$$A = 1,07 \pm 0,39,$$

$$B = 1,38 \pm 0,78,$$

$$C = 0,57 \pm 1,14.$$

***)) В случае рождения π^+ -мезона по реакции $n + p \rightarrow \pi^+ + n + n$ коэффициент B имеет обратный знак. Дополнительные результаты по определению сечения реакции $p + p \rightarrow \pi^0 + p + p$ приведены на рис. 10.

в системе центра инерции. Однако указанные величины $\sigma_{\text{полн}}$ не меняются существенно, если предположить, что

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{ц.и.}} \sim \cos^2 \vartheta,$$

где угол ϑ определяет направление вылета рожденного π^0 -мезона в системе

Таблица XIVa

Реакция	$E_{\text{лаб}}, \text{ Мэв}$	Предполаг. вид угло- вого распределения π^0 -мезонов	$\sigma_{\text{полн}}$ в ед. $\times 10^{-28} \text{ см}^2$	Ссылка
(pp, π^0)	460	$\left\{ \begin{array}{l} \sim \cos^2 \vartheta \\ \text{изотроп.} \end{array} \right.$	$\begin{array}{l} 4+2 \\ 5 \pm 2,5 \end{array}$	$\begin{array}{l} 105 \\ 105 \end{array}$
		$\left\{ \begin{array}{l} \sim \cos^2 \vartheta \\ \text{изотроп.} \end{array} \right.$	$\begin{array}{l} 6,2 \pm 2,8 \\ 10,5 \pm 4,5 \end{array}$	$\begin{array}{l} 107 \\ 107 \end{array}$
"	480	$\left\{ \begin{array}{l} \sim \cos^2 \vartheta \\ \text{изотроп.} \end{array} \right.$	$\begin{array}{l} 37 \pm 7 \\ 30 \pm 6 \end{array}$	$\begin{array}{l} 108 \\ 108 \end{array}$
		$\left\{ \begin{array}{l} \sim \cos^2 \vartheta \\ \text{изотроп.} \end{array} \right.$	$\begin{array}{l} 63 \pm 17 \\ 59 \pm 15 \end{array}$	$\begin{array}{l} 104 \\ 104 \end{array}$
(np, π^0)	590	$\left\{ \begin{array}{l} \sim \cos^2 \vartheta \\ \text{изотроп.} \end{array} \right.$	$\begin{array}{l} 63 \pm 17 \\ 59 \pm 15 \end{array}$	$\begin{array}{l} 104 \\ 104 \end{array}$

центра инерции. Это видно из таблицы XIVa, где приведены полные сечения реакций рождения π^0 -мезонов в $(p-p)$ и $(n-p)$ соударениях, вычисленные в различных предположениях об угловом распределении рожденных π^0 -мезонов в системе центра инерции.

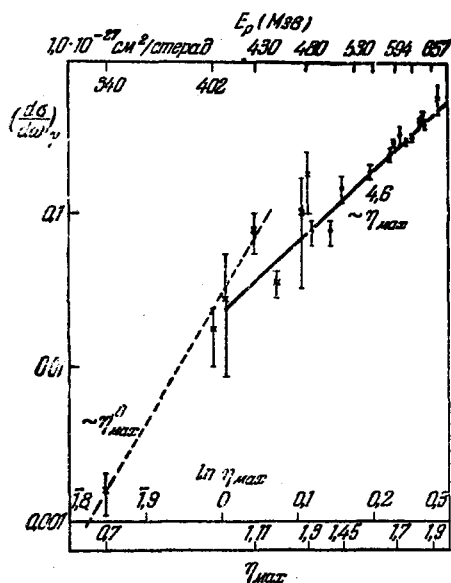


Рис. 10. Сечения рождения π^0 -мезонов в $(p-p)$ -соударениях: $\bullet - \left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right)_{90^\circ}$ по данным работы ¹¹¹, $\times - \left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right)$ по данным работ ^{97, 98, 96, 106}, η_{max} — максимально возможный импульс рожденного π^0 -мезона в системе центра инерции.

ментом. В соответствии с принятыми нами обозначениями сечения указанных процессов запишутся так:

$$\sigma(p + p \rightarrow \pi^+ + d) = |M_3|^2, \quad (6)$$

$$\sigma(n + p \rightarrow \pi^0 + d) = \frac{1}{2} |M_3|^2. \quad (7)$$

На рис. 9 и 10 видно, что как и в случае рождения π^+ -мезона по реакции $(p + p \rightarrow \pi^+ + n + p)$ сечение реакций (1) и (2) монотонно возрастает с ростом энергии и не обнаруживает максимума вплоть до энергии $E_p = 670 \text{ Мэв}$.

При малых энергиях сечения процессов (pp, π^0) и (np, π^0) удовлетворяют зависимостям

$$\sigma(pp \rightarrow \pi^0) \sim \eta^8, \quad (\text{см. рис. 10})$$

$$\sigma(np \rightarrow \pi^0 d) \sim \eta^3, \quad (\text{см. } ^{94})$$

$$\sigma\left(np \rightarrow \begin{cases} \pi^0 d \\ \pi^0 np \end{cases}\right) \sim \eta^{3.3 \pm 0.5}, \quad (\text{см. } ^{104})$$

где η — максимально возможный импульс π -мезона в системе центра инерции. Эти соотношения соответствуют теоретическим предсказаниям, суммированным в таблице XI.

Рассмотрим более подробно реакцию (1). Согласно гипотезе изотопической инвариантности, сечения рождения π^+ и π^0 -мезонов с образованием в конечном состоянии дейтона описываются одним и тем же матричным элементом.

Эти выражения непосредственно следуют из уравнений (5), и в случае справедливости гипотезы изотопического спина сечение рождения π^+ -мезонов (6) должно вдвое превышать сечение рождения π^0 -мезонов (7). Согласно измерениям Шлутера⁹⁴ сечение (7) при энергии падающих нейтронов 392 Мэв равно $0,41 \pm 0,07$ мбарн и в интервале энергий падающих нейтронов $E_n = 340 - 450$ Мэв достаточно хорошо аппроксимируется зависимостью

$$\sigma(n + p \rightarrow \pi^0 + d) = (0,47 \pm 0,08) \eta^3 \text{ мбарн},$$

где η — импульс π -мезона в единицах $m_\pi c$ в системе центра инерции. В то же время, как было указано выше, сечение (6) в этом интервале энергий может быть аппроксимировано выражением $\sigma(p + p \rightarrow \pi^+ + d) = 0,14\eta + 1,0\eta^3$. Таким образом, предсказанное соотношение сечений (6) и (7) было действительно наблюдается на опыте.

Угловое распределение π^0 -мезонов, рожденных по реакции $n + p = \pi^0 + d$, оказывается симметричным относительно угла $\vartheta = \frac{\pi}{2}$ в системе центра инерции и хорошо аппроксимируется зависимостью^{94, 95}

$$\sigma(\vartheta) = a + \cos^2 \vartheta.$$

Согласно данным Шлутера⁹⁴ коэффициент a равен

$$a = 0,28 \begin{matrix} +0,26 \\ -0,14 \end{matrix}.$$

Этот результат также согласуется с предсказаниями гипотезы изотопической инвариантности, согласно которой угловые распределения π^+ и π^- -мезонов, рожденных по реакциям, входящим в (6) и (7), должны быть подобны.

Согласно измерениям Шлутера⁹⁴ и Хильдебранда*) сечение рождения π^0 -мезона по реакции (np, π^0) при $E_n = 400$ Мэв с образованием дейтона примерно в 2—3 раза меньше сечения этой реакции с образованием в конечном состоянии не связанных нуклонов.

При исследовании реакции (4) была обнаружена существенная асимметрия углового распределения рожденных π^\pm -мезонов относительно угла $\vartheta = 90^\circ$ в системе центра инерции^{99, 109}. Как было сказано выше, эта асимметрия является следствием интерференции конечных состояний рожденных π -мезонов, описывающихся матричными элементами M_1 и M_2 (см. соотношения (5)).

4. РОЖДЕНИЕ π-МЕЗОНОВ НА НУКЛОНАХ ПОД ДЕЙСТВИЕМ γ-КВАНТОВ

Рождение π -мезонов фотонами является одним из наиболее простых процессов, связанных со взаимодействием мезонов с нуклонами и в случае рождения на протоне описывается следующими реакциями:

$$\gamma + p \rightarrow \pi^+ + n, \quad (1)$$

$$\gamma + p \rightarrow \pi^0 + p. \quad (2)$$

Изучение фоторождения π -мезонов на нейтронах существенно осложняется тем, что в этом случае необходимо учитывать разного рода ядерные эффекты, большинство из которых в настоящее время можно учесть лишь качественно. Следует, однако, отметить, что исследование фоторождения π -мезонов на дейтерии существенно дополняет наши сведения об элементарных процессах (1) и (2). Здесь будут рассмотрены только те эффекты, которые связаны с рождением π -мезонов на свободных нуклонах; результаты опытов по фоторождению

*) Частное сообщение Розенфельду⁸¹.

мезонов на ядрах приводятся ниже. Интенсивный пучок γ -квантов больших энергий получается при торможении электронов в кулоновском поле ядер. Так, в платиновой мишени толщиной $\sim 0,5$ мм около 15% энергии электронного пучка энергии 325 Мэв конвертируется в направленный пучок фотонов с угловым разбросом $\sim 1^\circ$ ¹¹². Энергетический спектр фотонов тормозного излучения показан на рис. 11.

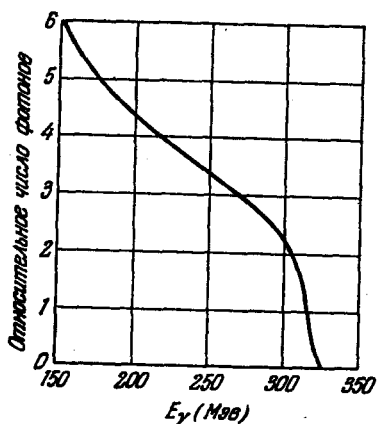


Рис. 11. Спектр тормозного γ -излучения, полученный при торможении электронов энергии $E_{эл} = 325$ Мэв¹¹².

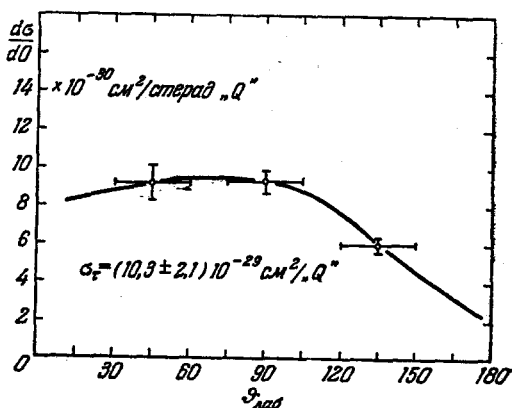


Рис. 12. Угловое распределение π^+ -мезонов, рожденных под действием γ -квантов тормозного излучения с $E_{\max} = 320$ Мэв.

На рис. 12 и 13 приведены угловое и энергетическое распределения π^+ -мезонов, рожденных на водороде под действием γ -квантов тормозного излучения с максимальной энергией $E_\gamma^{\max} = 320$ Мэв^{112, 113}. Приведенные на этих рисунках сечения отнесены к числу «эффективных γ -квантов» — Q , которое определяется как

$$Q = \frac{1}{E_{\max}} \int_0^{E_{\max}} E_\gamma f(E_\gamma) dE_\gamma.$$

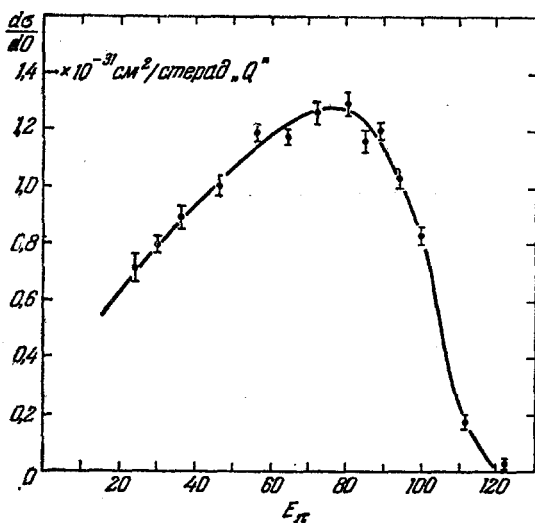


Рис. 13. Энергетическое распределение π^+ -мезонов, рожденных под действием γ -квантов тормозного излучения с $E_{\max} = 320$ Мэв под углом $\theta_{\text{лаб}} = 90^\circ$.

Здесь $f(E_\gamma)$ — спектр тормозного излучения с максимальной энергией E_{\max} . Полное сечение рождения π^+ -мезонов под действием тормозного γ -излучения с максимальной энергией $E_\gamma^{\max} = 320$ Мэв было получено интегрированием приведенного на рис. 12 углового распределения и оказалось равным

$$\sigma_\pi = (1,03 \pm 0,21) \times 10^{-28} \text{ см}^2/Q.$$

Поскольку мы не имеем монохроматического источника γ -квантов, то для получения углового распределения π -мезонов, рожденных фотонами данной энергии, а также зависимости сечения фоторождения мезонов от энергии

γ-квантов требуется одновременное измерение как энергии, так и направления вылета рожденного π-мезона или нуклона отдачи. Энергия γ-кванта при рождении мезонов по реакциям (1), (2) может быть также определена, если

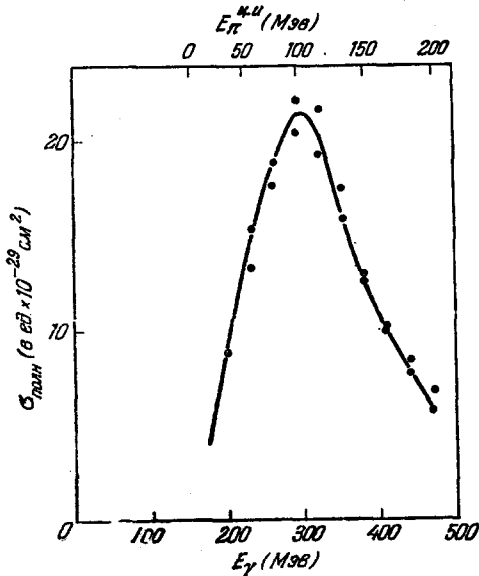


Рис. 14. Энергетическая зависимость полного сечения рождения π^+ -мезона по реакции $\gamma + p \rightarrow \pi^+ + n$. Энергия γ-квантов указана в лабораторной системе координат. Энергия π^+ -мезона указана в системе центра инерции.

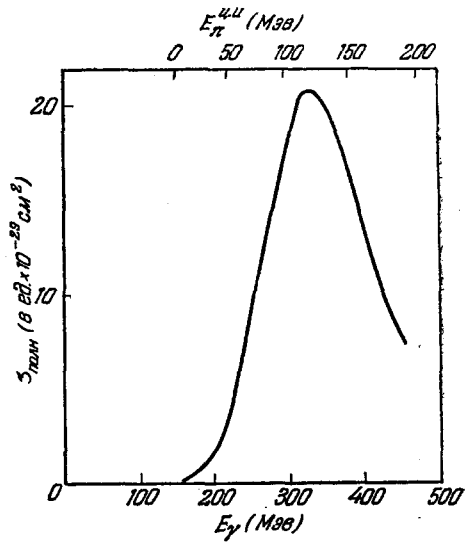


Рис. 15. Энергетическая зависимость полного сечения рождения π^0 -мезона по реакции $\gamma + p \rightarrow \pi^0 + p$.

регистировать направление вылета двух частиц: мезона и нуклона отдачи. Однако этот последний способ не применялся, ибо он требует очень хорошее угловое разрешение. Указанным выше способом было достаточно подробно измерено сечение рождения π^+ - и π^0 -мезонов в зависимости от энергии γ-квантов 112, 114–132. Кривые зависимости полного сечения фоторождения π^+ - и π^0 -мезонов от энергии γ-квантов приведены на рис. 14 и 15. Как видно из этих рисунков, сечение фоторождения π^+ - и π^0 -мезонов достигает своего максимального значения при энергии γ-квантов $E_\gamma = 310\text{--}320$ Мэв, что соответствует энергии рожденного π-мезона 110–115 Мэв (в системе центра инерции). При дальнейшем увеличении энергии γ-квантов сечение падает. «Ширина» образующегося максимума равна примерно 100 Мэв в системе центра инерции.

При малых энергиях γ-квантов сечение фоторождения π^+ -мезонов пропорционально импульсу π-мезона в системе центра инерции 118, 125. Соответствующие данные приведены в таблице XV.

Зависимость $\sigma \sim p_\pi$, где p_π — импульсы π^+ -мезона, наряду с изотропией углового распределения π^+ -мезонов, рожденных γ-квантами с энергией

Таблица XV
Зависимость сечения фоторождения π^+ -мезонов от энергии вблизи порога рождения. Сечение указано в единицах $\times 10^{-29}$ см²/стерад, m_π и p_π — масса и импульс π-мезона в системе центра инерции

$E_\gamma^{\text{лаб.}}$ Мэв	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{90^\circ}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega} \times \frac{m_\pi c}{p_\pi}$
165	0,48	1,35
175	0,64	1,31
185	0,69	1,16

$E_\gamma \leq 200$ Мэв (см. рис. 16), свидетельствует о том, что рождение π^+ -мезонов вблизи порога рождения происходит преимущественно в S -состоянии.

Сечение фоторождения π^0 -мезонов при малых энергиях γ -квантов обнаруживает гораздо более резкую зависимость от энергии по сравнению с сечением фоторождения π^+ -мезонов. Миллс и Костер¹¹⁴ нашли, что при энергии γ -квантов $E_\gamma = 170 - 240$ Мэв.

$$\sigma_{\text{полн}}(\gamma + p \rightarrow \pi^0) \sim (E_\gamma - E_{\text{пор}})^{2,2},$$

где $E_{\text{пор}}$ — энергетический порог фоторождения π^0 -мезонов. Такую зависимость $\sigma = f(E)$ можно объяснить тем, что при рождении π^0 -мезона вклад S -волны мал. Такой же вывод можно сделать и из анализа углового распределения рожденных π^0 -мезонов (см. ниже). Угловое распределение π -мезонов, рожденных γ -квантами, было исследовано в широком

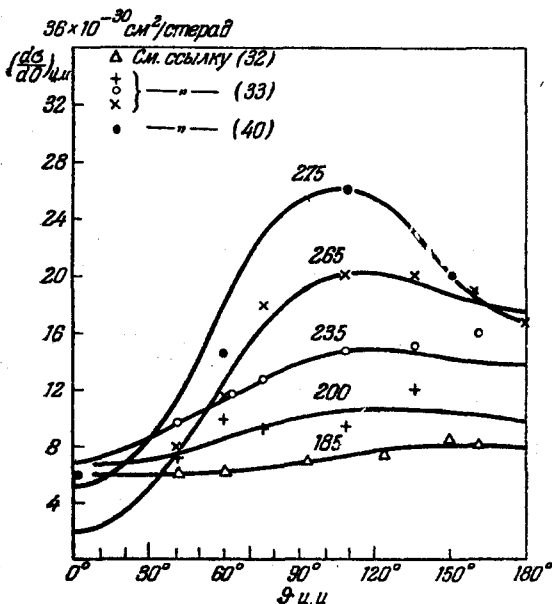


Рис. 16. Угловые распределения π^+ -мезонов, рожденных γ -квантами различных энергий. Плавные кривые $\sigma = f(\vartheta)$ при $E_\gamma = 200, 235, 265, 275$ Мэв представляют собой зависимости вида $\sigma(\vartheta) = A + B \cos \vartheta + C \cos^2 \vartheta$, где ϑ — угол вылета π -мезона в системе центра инерции.

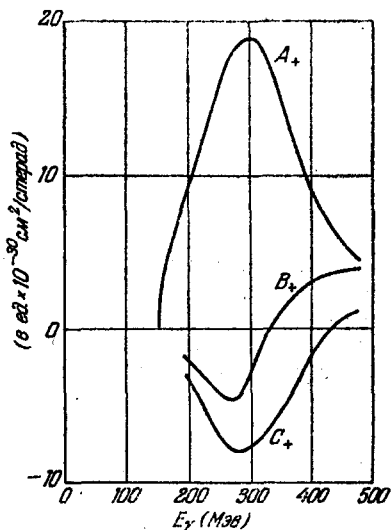


Рис. 17. Энергетическая зависимость коэффициентов A_+ , B_+ и C_+ , определяющих угловое распределение π^+ -мезонов, рожденных по реакции $\gamma + p \rightarrow \pi^+ + n$.

интервале энергий γ -квантов*). Как видно из рис. 16, кривые угловой зависимости сечений фоторождения π^+ -мезонов асимметричны относительно угла $\vartheta = \frac{\pi}{2}$ в системе центра инерции и довольно хорошо аппроксимируются выражением

$$\sigma(\vartheta) = A_+ + B_+ \cos \vartheta + C_+ \cos^2 \vartheta, \quad (3)$$

написанным в предположении, что при рассматриваемых энергиях γ -квантов π^+ -мезоны образуются в основном в S - и P -состояниях. Соответствующие значения коэффициентов A_+ , B_+ и C_+ приведены в таблице XVI.

В соответствии с данными таблицы XVI на рис. 17 приводятся коэффициенты A_+ , B_+ , C_+ в зависимости от энергии γ -кванта.

*) См. 112, 115, 118, 119, 126 — 131, 133.

Таблица XVI

Значения коэффициентов A_+ , B_+ и C_+ в соотношении $\sigma(\vartheta) = A_+ + B_+ \cos \vartheta + C_+ \cos^2 \vartheta$, где ϑ — угол вылета рожденного π^+ -мезона по отношению к направлению пучка γ -квантов в системе центра инерции

$E_{\gamma}^{\text{лаб}}$	В ед. $\times 10^{-30} \text{ см}^2/\text{стерад}$			$\sigma_{\text{полн}} \times 10^{28} \text{ см}^2$	Ссылка
	A_+	B_+	C_+		
200	$10,3 \pm 3,6$	$-(1,9 \pm 1,3)$	$-(1,8 \pm 2,9)$	$1,22 \pm 0,09$	119
230	$14,3 \pm 0,3$	$-(1,7 \pm 0,6)$	$-(6,2 \pm 1,0)$	$1,53 \pm 0,03$	128
235	$14,5 \pm 1,9$	$-(2,8 \pm 0,8)$	$-(4,5 \pm 1,6)$	$1,64 \pm 0,06$	119
255	—	—	—	$1,9 \pm 0,3$	112
260	$17,9 \pm 0,4$	$-(3,5 \pm 0,7)$	$-(8,6 \pm 1,2)$	$1,9 \pm 0,04$	128
275	$25,1 \pm 3,0$	$-(6,6 \pm 1,6)$	$-(14,6 \pm 1,6)$	$2,5 \pm 0,5$	126
290	$20,2 \pm 0,4$	$-(1,8 \pm 0,6)$	$-(7,7 \pm 1,1)$	$2,21 \pm 0,04$	128
320	$19,9 \pm 0,4$	$-(0,4 \pm 0,6)$	$-(7,8 \pm 1,0)$	$2,17 \pm 0,04$	128
350	$15,5 \pm 0,4$	$1,2 \pm 0,5$	$-(4,9 \pm 0,9)$	$1,74 \pm 0,03$	128
380	$11,6 \pm 0,3$	$1,7 \pm 0,4$	$-(3,9 \pm 0,7)$	$1,29 \pm 0,03$	128
410	$8,5 \pm 0,3$	$2,3 \pm 0,4$	$-(1,8 \pm 0,6)$	$0,99 \pm 0,03$	128
440	$6,2 \pm 0,3$	$2,9 \pm 0,4$	$-(0,4 \pm 0,6)$	$0,76 \pm 0,03$	128
470	$4,6 \pm 0,2$	$3,1 \pm 0,4$	$-(0,2 \pm 0,5)$	$0,57 \pm 0,02$	128

Угловое распределение π^0 -мезонов, рожденных γ -квантами, также хорошо аппроксимируется зависимостью вида $\sigma(\vartheta) = A_0 + B_0 \cos \vartheta + C_0 \cos^2 \vartheta$, где ϑ — угол вылета π^0 -мезона в системе центра инерции. Правда, экспериментальные ошибки в этом случае значительно больше, чем при определении коэффициентов A_+ , B_+ , C_+ . На рис. 18 приведены коэффициенты A_0 , B_0 и C_0 для различных энергий γ -квантов^{129–131}. Из рис. 18 видно, что коэффициент B_0 мал и распределение $\sigma(\vartheta)$, таким образом, симметрично относительно угла $\vartheta = \frac{\pi}{2}$. Малая величина коэффициента B_0 свидетельствует о том, что π^0 -мезоны рождаются преимущественно в P -состоянии. По¹²⁹ полное сечение рождения π^0 -мезона в S -состоянии в интервале энергий γ -квантов 200–300 Мэв составляет

$$\sigma_{\text{полн}}(S) = (4 \pm 3) \cdot 10^{-30} \text{ см}^2,$$

т. е. примерно 3% от величины полного сечения фоторождения π^0 -мезонов при этой энергии.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как видно из рис. 4, 5, 14 и 15, энергетическая зависимость сечений фоторождения и рассеяния π -мезонов на нуклонах обнаруживает много общих черт. Сечение обоих процессов достигает своей наибольшей величины при энергии π -мезона $E_{\pi} = 110\text{--}120 \text{ Мэв}$ в системе центра инерции. «Ширина максимума» в сечениях этих процессов также примерно одинакова. Подробный

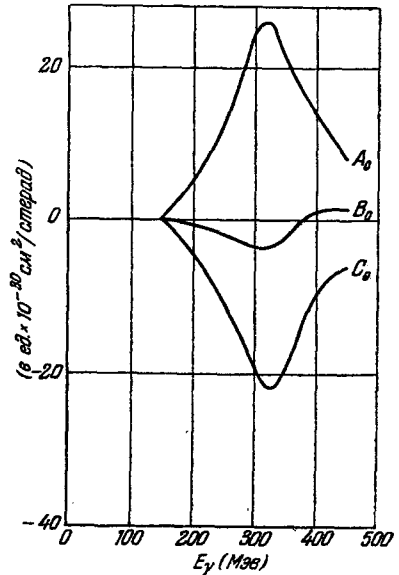


Рис. 18. Энергетическая зависимость коэффициентов A_0 , B_0 и C_0 , определяющих угловое распределение π^0 -мезонов, рожденных γ -квантами:

$$\sigma(\vartheta) = A_0 + B_0 \cos \vartheta + C_0 \cos^2 \vartheta.$$

анализ показывает, что «резонанс» в сечениях фоторождения и рассеяния π -мезонов на нуклонах определяется взаимодействием в состоянии с полным моментом количества движения и изотопическим спином $3/2$. Эти особенности сечений фоторождения и рассеяния могут рассматриваться как довод за то, что оба процесса идут через одно и то же промежуточное состояние возбужденного нуклона. Такое представление подтверждается также результатами опытов по рождению π^+ -мезонов в $(p-p)$ -соударениях. Как видно из рис. 8, сечение этого процесса достигает своего наибольшего значения приблизительно при той же энергии π^+ -мезона в системе центра инерции, что и процессы рассеяния и фоторождения π -мезонов. Отсутствие максимумов в энергетической зависимости сечений реакций $(p+p \rightarrow \pi^+ + n + p)$, $(p+p \rightarrow \pi^0 + p + p)$, $(n+p \rightarrow \pi^0 + n + p)$ можно объяснить большим количеством конечных состояний частиц, усложняющих интерпретацию процессов.

Однако большие «ширины максимумов» в сечениях рассматриваемых процессов рассеяния и фоторождения π -мезонов и связанное с этим малое время жизни предполагаемого возбужденного состояния противоречат такому объяснению. Противоречит ему также и то, что как процесс рассеяния, так и процесс фоторождения π -мезонов на нуклонах не могут быть объяснены только как результат распада одного определенного состояния возбужденного нуклона. Это следует из наличия целого набора фаз при $(\pi-p)$ -рассеянии и из наличия S и P волн при фоторождении π -мезонов.

Таким образом, можно сказать, что существующие экспериментальные данные свидетельствуют о наличии глубокой внутренней связи процессов рассеяния и фоторождения π -мезонов на нуклонах. Однако в настоящее время трудно сделать какое-либо определенное заключение относительно справедливости гипотезы о существовании возбужденного состояния нуклона, ответственного за процессы рассеяния и рождения π -мезонов на нуклонах.

Рассмотренные реакции рассеяния π -мезонов на нуклонах и рождения мезонов в нуклон-нуклонных соударениях свидетельствуют о справедливости гипотезы изотопической инвариантности в применении к таким процессам.

ЧАСТЬ II

ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ π -МЕЗОНОВ С ЯДРАМИ

При изучении процессов взаимодействия π -мезонов с ядрами, так же как и при изучении рождения π -мезонов на ядрах, следует иметь в виду, что π -мезоны, сильно взаимодействующие с ядерной материей, являются мощным средством исследования ядра. Однако, при изучении реакций, в которых участвует ядро, могут быть решены лишь отдельные вопросы, касающиеся элементарных взаимодействий. Это связано с тем, что сведения о ядре очень неполны и поэтому выводы об элементарных процессах из опытов с ядрами зависят от различных предположений, касающихся ядер.

Как будет показано ниже, все результаты опытов по взаимодействию и рождению π -мезонов на ядрах могут быть объяснены в рамках предположения, что силы взаимодействия мезонов с нуклонами, связанными в ядре, не отличаются существенно от сил взаимодействия мезонов со свободными нуклонами и что взаимодействие π -мезонов с ядром происходит в результате взаимодействия мезонов с отдельными движущимися в ядре нуклонами. При существующей точности и полноте экспериментальных данных это не означает, что разницы во взаимодействии π -мезонов со свободными и связанными в ядре нуклонами нет; однако можно думать, что такая разница невелика.

5. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ π-МЕЗОНОВ С ЯДРАМИ

При взаимодействии π-мезонов с ядрами могут наблюдаться следующие процессы: упругое и неупругое рассеяние π-мезонов, рассеяние π-мезонов с перезарядкой и, наконец, поглощение π-мезонов в ядре. Для получения общей картины взаимодействия π-мезонов с ядрами могут служить опыты по

Таблица XVII

Длины свободного пробега π-мезонов в фотоэмульсии для различных видов взаимодействия

Длина свободного пробега, соответствующая геометрическому сечению взаимодействия с ядрами фотоэмульсии, равна 27 см.

Энергия мезонов, $Mэв$	Неупругое рассеяние	«Исчезнов. на лету»	«Звезды»	Суммарное ядерное взаимодействие	Литература
20—35, π^-	225	180	82	45	134
30—50, π^-	318	239	39	31	135
60—90, π^-	123	246	31	22,8	135
100—110, π^-	82	145	34	20,5	135
190—230, π^-	94	282	55	30,5	136
40, π^+	—	—	69	69	137
35—50, π^+	1560	—	62	55	138
62, π^+	135	—	40	31	139
70—80, π^+	250	—	36	31	138

взаимодействию мезонов с ядрами фотоэмульсии. В таблице XVII приведена сводка экспериментальных данных для длин свободного пробега относительно различных видов взаимодействия π-мезонов с ядрами. Из таблицы видно, что основную роль при ядерном взаимодействии играет поглощение π-мезонов ядром («звезды»). «Исчезновение на лету», которое может быть интерпретировано в основном как результат поглощения π-мезонов с вылетом из ядра одних только нейтронов, должно быть также отнесено к поглощению π-мезонов. Действительно, исчезновение на лету не наблюдается при взаимодействии π^+ -мезонов, так как в этом случае более вероятен вылет из ядра не нейтронов, а протонов. Примерно четвертую часть ядерного взаимодействия составляет неупругое рассеяние π-мезонов.

Из таблицы видно также, что имеется слабая зависимость сечения взаимодействия π-мезонов с ядрами от энергии, причем при энергиях 50—200 $Mэв$ ядра фотоэмульсии являются для π-мезонов практически непрозрачными. Кроме того, наблюдается разница во взаимодействии π-мезонов разных знаков. Разницу во взаимодействии π^+ и π^- -мезонов с ядрами можно объяснить различным действием кулоновского поля ядер на π^+ и π^- -мезоны. Действие кулоновского поля может сказаться, во-первых, в разном изменении плотности пучка падающих π^+ и π^- -мезонов, из-за притяжения π^+ и отталкивания π^- -мезонов кулоновским полем ядра и, во-вторых, в разном изменении кинетической энергии π^+ и π^- -мезонов при приближении к ядру на величину кулоновского потенциала в ядре. Действие первого фактора может быть оценено из простых квазиклассических соображений. Учет действия этого фактора дает для сечения ядерного взаимодействия множитель $(1 \pm V_{кул}/E_\pi)^{-1}$.

На рис. 19 отложена зависимость $\frac{\sigma_{\text{ядерн}}}{\sigma_{\text{геом}}(1 \pm V/E_\pi)}$ от энергии π -мезонов, откуда видно, что, как и ожидалось, кривые для π^+ - и π^- -мезонов сдвинуты друг относительно друга

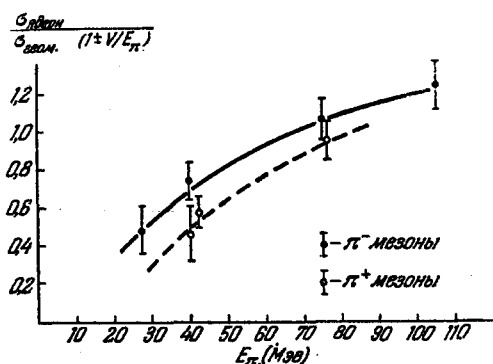


Рис. 19. Зависимость $\frac{\sigma_{\text{ядерн}}}{\sigma_{\text{геом}}(1 \pm \frac{V}{E_\pi})}$ от энергии π -мезонов для ядер фотоэмульсии. Для π^+ -мезонов берется $(1 + \frac{V}{E_\pi})$, для π^- -мезонов $(1 - \frac{V}{E_\pi})$; V — средний кулоновский потенциал ядер фотоэмульсии, E_π — кинетическая энергия π -мезонов.

легких ядер для π -мезонов с энергией от 20 до 350 Мэв. Как видно из рисунка, даже легкие ядра не прозрачны для π -мезонов с энергией 100—125 Мэв; кривая сечения ядерного взаимодействия имеет широкий максимум в районе энергий, соответствующих максимуму сечения взаимодействия π -мезонов со свободными нуклонами. Увеличение ширины максимума в сечении взаимодействия π -мезонов для ядер, очевидно, связано с наличием внутреннего движения нуклонов в ядре. Полные сечения взаимодействия π -мезонов с ядрами (ядерное + упругое) примерно вдвое больше чисто ядерного сечения взаимодействия π -мезонов¹⁶⁵. В связи с вышеизложенным ясно, что опыты по рассеянию π -мезонов на легких ядрах скорее всего могут дать ответ на вопрос о характере взаимодействия π -мезонов со связанными в ядре нуклонами. Опыты по рассеянию π -мезонов на дейтерии^{53, 150, 166} показали, что сечение $\sigma(\pi + d)$ почти равно сумме сечений взаимодействия π^+ - и π^- -мезонов со свободным протоном. Это обстоятельство свидетельствует о том, что взаимодействие мезонов с ядром можно интерпретировать как результат независимого взаимодействия π -мезонов с нейтронами и протонами, связанными в ядре. Такая интерпретация взаимодействия π -мезонов с ядрами подтверждается и работами, посвященными изучению конечных продуктов реакции при поглощении и неупругом рассеянии π -мезонов на ядрах^{140, 164}.

Упругое рассеяние. Упругое рассеяние π -мезонов на ядрах можно описывать феноменологически, рассматривая ядро как среду с комплексным потенциалом $U = V + i\epsilon$ и решая задачу о рассеянии π -мезонов на таком препятствии. Действительная часть комплексного потенциала представляет среднюю потенциальную энергию взаимодействия π -мезонов в ядре, мнимая часть потенциала $i\epsilon$ определяет поглощение и неупругое рассеяние π -мезонов при прохождении их через ядро. Обычно потенциал взаимодействия π -мезо-

на на величину удвоенного кулоновского потенциала (средний кулоновский потенциал для ядер фотоэмульсии равен примерно 8 Мэв). Таким образом, действие кулоновского поля полностью объясняет наблюдаемую на опыте разницу в сечении взаимодействия π^+ - и π^- -мезонов с ядрами.

Благодаря сильному взаимодвижению π -мезонов с ядерным веществом сечение ядерного взаимодействия π -мезонов с тяжелыми ядрами равно геометрическому в очень широких интервалах энергий π -мезонов^{145, 160, 161}. Наблюдаемое на опыте уменьшение сечения взаимодействия 50 и 37 Мэв π^+ -мезонов со свинцом следует объяснить не прозрачностью ядер для π^+ -мезонов этой энергии, а действием кулоновского поля ядра, о котором говорилось выше. На рис. 20 приведены данные, характеризующие прозрачность

нов с ядром принимается в виде прямоугольной ямы. Если задача о рассеянии решается с помощью оптических формул для поглощающей среды, то это решение называют «оптической моделью». Впервые так решалась задача рассеяния нейтронов на ядрах¹⁵⁵, а затем рассматривалось упругое рассеяние π-мезонов¹⁵⁶. Условием применимости оптической модели является малость длины волны падающей частицы по сравнению с размерами препятствия. В частности, оптическая модель не учитывает отражения падающей π-мезонной волны от границы ядра.

Другой способ решения задачи о рассеянии π-мезонов состоит в том, что решается уравнение Шредингера с потенциалом в ядре $U = V + i\sigma$ и находятся такие параметры V и σ , которые наилучшим образом удовлетворяют

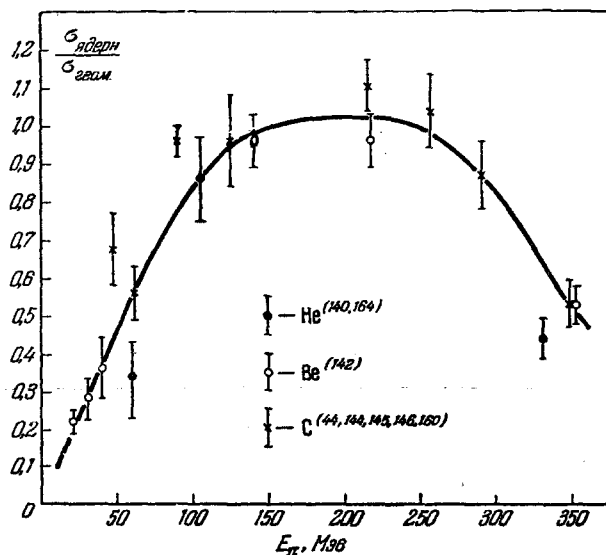


Рис. 20. Зависимость $\frac{\sigma_{\text{ядер}}}{\sigma_{\text{геом}}}$ от энергии π-мезонов¹.

экспериментальным данным. В этой модели учитывается отражение π-мезонной волны от границы ядра и она позволяет учесть интерференцию кулоновского и ядерного взаимодействия. В таблице XVIII приведены значения среднего потенциала взаимодействия π-мезонов в ядре V , полученные обоими способами.

Представленные в таблице значения потенциала V определялись с погрешностью, составляющей примерно 50% от измеряемой величины. Знак потенциала определялся из наблюдаемой интерференции кулоновского и ядерного взаимодействия. Знак потенциала оказался отрицательным; это показывает, что взаимодействие π-мезонов с ядрами при этих энергиях π-мезонов является притяжением. При обработке эксперимента определялся также параметр σ , однако более наглядной характеристикой является средняя длина свободного пробега для поглощения и неупругого рассеяния π-мезонов в ядерном веществе, которая легко подсчитывается через σ . Такие значения средней длины свободного пробега приведены на рис. 21, где видно, что эта длина быстро убывает с ростом энергии π-мезонов и при энергиях ~ 100 Мэв составляет всего $2 \cdot 10^{-13}$ см. Естественно связать параметры оптической модели с параметрами, характеризующими рассеяние π-мезонов нуклонами, предполагая справедливость картины парных мезон-нуклонных столкновений в ядре. Такая связь получена¹⁴³ при пренебрежении движением нуклонов и их взаимодействием внутри ядра

$$k^2 = k_0^2 + 4\pi Nf(0^{\circ}).$$

Здесь k_0 — волновой вектор π -мезона вне ядра, k — волновой вектор π -мезона в ядре, $f(0^\circ)$ — амплитуда рассеяния π -мезонов нуклоном на угол 0° , величина, которая, вообще говоря, является комплексной, N — число нуклонов в единице

Таблица XVIII

Значения V , полученные из опытов по упругому рассеянию π -мезонов на ядрах

Энергия π -мезона, Мэв	Знак π -мезона	Ядро	V	Способ определения	Ссылки
33	+	C, Al, Cu	16	Оптическая модель	143
46	+	C, Al, Cu	25	»	143
48	+	C	15	»	144
60	+	He	20	»	140
62	—	Ядра фотоэмульсии	20	Из решения уравн. Шредингера	157
62	+	C	—18	»	44
68	+	C, Al, Cu	19	Оптическая модель	143
80	+	Al	—20	Из решения уравн. Шредингера	168
80	—	Al	—30	»	168
105	+	He	18	Оптическая модель	140
125	—	C	30	Из решения уравн. Шредингера	145

объема. Так как значения амплитуды рассеяния известны из опытов по взаимодействию π -мезонов со свободными нуклонами, то из написанного выше выражения можно получить значение вектора k , а следовательно, и V и σ .

При этом получаются разумные значения параметров V и σ ¹⁴³.

Другой подход к объяснению углового распределения упруго рассеянных π -мезонов состоит в замене задачи о рассеянии π -мезонов на ядрах задачей о рассеянии π -мезонов на отдельных нуклонах, связанных в ядре.

Были проведены расчеты¹⁶⁹ углового распределения упруго рассеяния 78 Мэв π^\pm -мезонов на литии в предположении, что взаимодействие π -мезона с ядром происходит через взаимодействие π -мезона с отдельными нуклонами ядра, а силы взаимодействия π -мезонов с нуклонами ядра не отличаются от сил взаимодей-

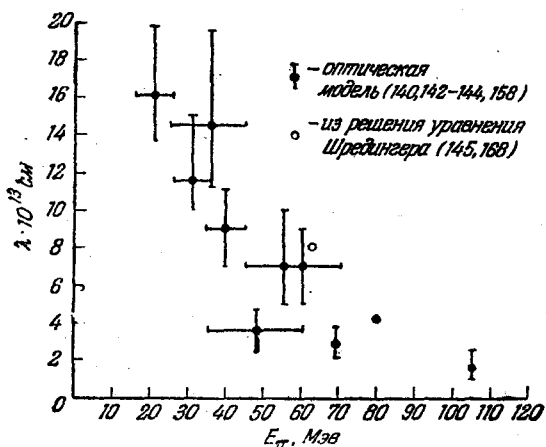


Рис. 21. Зависимость длины свободного пробега π -мезонов в ядерном веществе от энергии π -мезона.

ствия π -мезонов со свободными нуклонами. Результаты расчета качественно хорошо согласуются с результатами эксперимента.

Сечение перезарядки. При рассеянии π -мезонов на протоне относительно велико сечение перезарядки, составляющее примерно $2/3$ полного сече-

ния взаимодействия π-мезонов с протоном. Поэтому следует ожидать, что и при взаимодействии π-мезонов с ядрами с большой вероятностью происходит перезарядка π-мезонов. Результаты измерения сечения перезарядки для π-мезонов на ядрах приведены в таблице XIX. Из таблицы видно, что

Таблица XIX

Сечение перезарядки

Знак мезона	$E_{\pi}, \text{ Мэв}$	Ядро	$\sigma_{\text{перез}} \times 10^{27}, \text{ см}^2$	Литература
π^-	34	H	$5,0 \pm 1,5$	62
π^{\pm}	34	D	$1,7 \pm 0,6$	62
π^{\pm}	34	C, O	≤ 5	62
π^+	44	Be, O	~ 1	151
π^+	50	Pb	37 ± 26	163
π^{\pm}	60	He	22 ± 7	140
π^-	105	He	64 ± 13	140
π^-	120	H	$21,7 \pm 2,7$	26
π^-	120	D	14 ± 2	166
π^-	125	C	$20 \pm \begin{smallmatrix} 20 \\ 10 \end{smallmatrix}$	145
π^-	125	Pb	$100 \pm \begin{smallmatrix} 80 \\ 40 \end{smallmatrix}$	145

сечение перезарядки на ядрах сильно зависит от энергии π-мезонов, причем сечение перезарядки при малых энергиях ($\sim 40 \text{ Мэв}$) близко к нулю. Резкое уменьшение сечения перезарядки при малых энергиях можно объяснить с помощью принципа Паули: при перезарядке, например, π^- -мезона вместо протона возникает нейтрон, нижние энергетические состояния для которого заняты другими нейтронами ядра. Поэтому только при передаче сравнительно большой энергии нуклону в ядре возможна перезарядка π^- -мезона.

Неупругое рассеяние. На рис. 22 приведено отношение сечения неупругого рассеяния к полному сечению ядерных взаимодействий π-мезонов для ядер фотоэмюльсии в зависимости от энергии π^+ -мезонов; видно, что сечение неупругого рассеяния стремится к нулю при энергиях π-мезонов порядка 20—

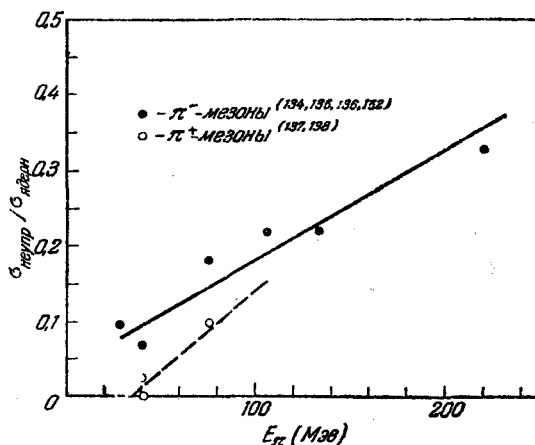


Рис. 22. Зависимость $\frac{\sigma_{\text{неупр}}}{\sigma_{\text{ядр}}}$ от энергии π-мезонов для ядер фотоэмюльсии.

30 Мэв. Такое поведение сечения неупругого рассеяния π-мезонов напоминает поведение сечения перезарядки и также может быть объяснено на основе принципа Паули, запрещающего малые передачи энергии при взаимодействии π-мезонов с отдельными нуклонами ядра. Следовательно, основным процессом при ядерном взаимодействии π-мезонов малых энергий с ядром

является поглощение π -мезонов. На рис. 22 видно, что сечение неупругого рассеяния для π^+ -мезонов обращается в нуль при больших энергиях, чем сечение неупругого рассеяния π^- -мезонов. Объяснить эту разницу можно тем, что при приближении к ядру π^+ -мезоны замедляются, а π^- -мезоны ускоряются кулоновским полем.

Рассмотрим угловое и энергетическое распределения неупруго рассеянных π -мезонов. На рис. 23 приведено угловое, а на рис. 24 энергетическое распределение неупруго рассеянных мезонов. На рис. 24 стрелкой указана энергия, которую имел бы π -мезон, рассеянный на свободном нуклоне с максимально возможной передачей энергии. Характерной особенностью неупругого рассеяния является большой сброс энергии и сильная зависимость сечения от угла, напоминающая угловую зависимость сечения рассеяния π -мезонов на протоне. Экспериментальные результаты по неупругому рассеянию рассмат-

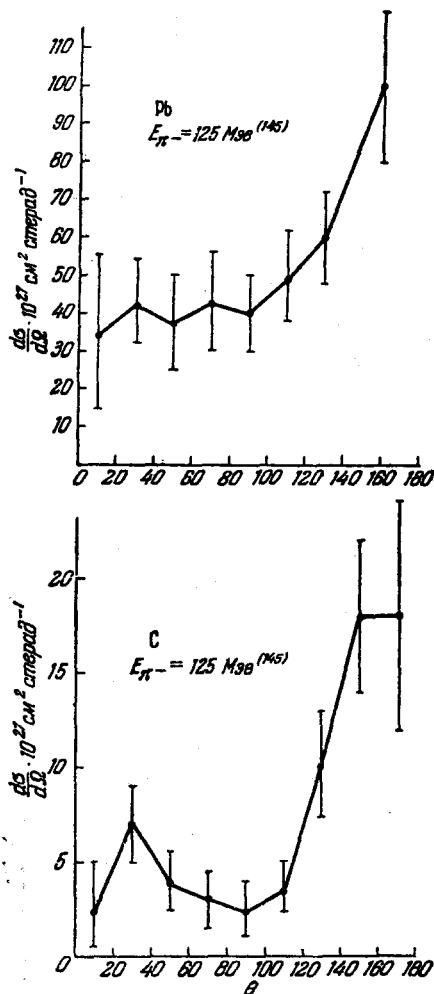


Рис. 23. Угловое распределение неупруго рассеянных π -мезонов на углероде и свинце ¹⁴⁵

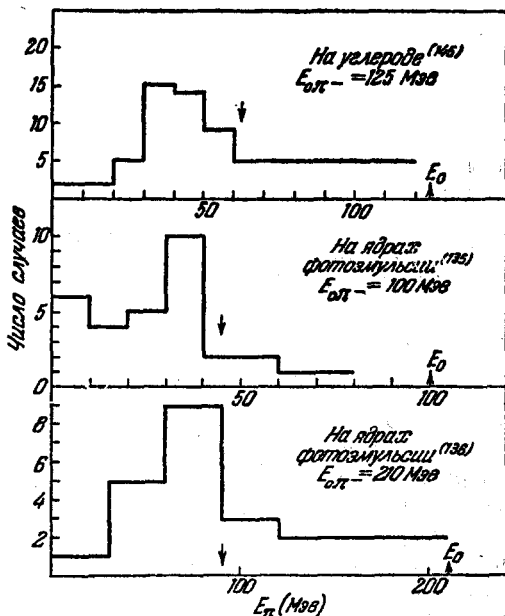


Рис. 24. Энергетическое распределение неупруго рассеянных π -мезонов.

ривают, исходя из картины мезон-нуклонных столкновений в ядре. Методом случайных испытаний производился расчет неупругого рассеяния 62 Мэв π^+ -мезонов после первого соударения мезона с нуклоном в ядре ¹³⁹. При расчете предполагают, что 1) неупругое рассеяние в ядре происходит в результате мезон-нуклонных столкновений; 2) распределение нуклонов по импульсам в ядре соответствует модели ферми-газа; 3) сечение взаимодействия π^+ -мезонов с нуклонами в ядре не отличается от соответствующих сечений взаимодействий π -мезонов со свободными нуклонами; 4) принцип Паули запрещает

столкновения с малой передачей энергий; 5) кулоновское поле уменьшает кинетическую энергию π^+ -мезонов при их приближении к ядру и, кроме того, для π^+ -мезонов в ядре существует потенциальная яма глубиной 15 Мэв. Результаты расчета приведены на рис. 25 и 26 и сравнение с рис. 23 и 24 показывает качественное согласие с экспериментом. Более детальный расчет для случая взаимодействия 160 Мэв π^- -мезонов с ядрами фотоэмульсии с учетом возможности двух и более соударений π -мезонов с нуклонами ядра показывает, что модель парных мезон-нуклонных столкновений в ядре дает результаты, хорошо согласующиеся с экспериментальными данными по угловому и энергетическому распределению неупруго рассеянных 160 Мэв π^- -мезонов на ядрах¹⁶⁷. Оказывается, что число π -мезонов, вышедших из ядра после 2,3 и т. д. соударений с ядерными нуклонами, составляет примерно 30% из всех неупруго рассеянных π -мезонов, а средний потенциал взаимодействия 160 Мэв π^- -мезонов с ядрами фотоэмульсии составляет — (24 ± 5) Мэв. Такое значение среднего потенциала взаимодействия для π^- -мезона в ядре примерно соответствует данным, полученным из оптической модели. Таким образом, результаты этого расчета хорошо согласуются с результатами опыта. Анализ «звезд», наблюдаемых в фотопластинках при неупругом рассеянии π -мезонов, также подтверждает то, что неупругое рассеяние есть результат малого числа парных мезон-нуклонных столкновений в ядре¹⁵³.

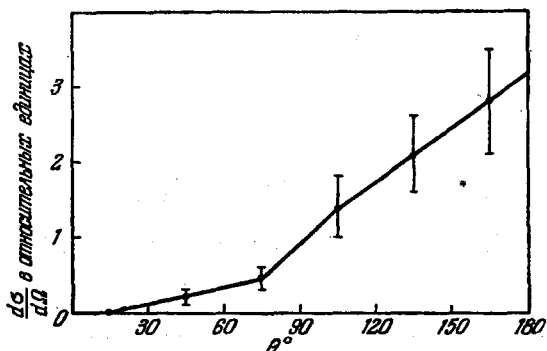


Рис. 25. Угловое распределение неупруго рассеянных π^+ -мезонов, полученное при подсчете методом случайных испытаний (энергия π^+ -мезонов 62 Мэв).

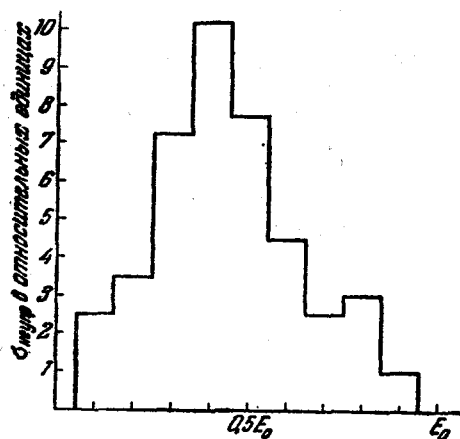


Рис. 26. Энергетическое распределение неупруго рассеянных π^+ -мезонов, полученное при подсчете методом случайных испытаний (энергия π^+ -мезонов 62 Мэв).

Поглощение π -мезонов. Опыты, выполненные с помощью фотопластинок и с камерой Вильсона, дают возможность проанализировать «звезды», возникающие при поглощении π -мезонов ядрами. Из анализа «звезд» можно сделать вывод, что более чем в 60% случаев π -мезон поглощается двумя нуклонами — протоном и нейтроном^{44, 138, 142}.

Однако наблюдались случаи, которые трудно объяснить поглощением π -мезона двумя нуклонами, случаи, в которых происходила полная передача энергии, включая энергию, связанную с массой покоя π -мезона, одному нуклону.

Вероятность захвата π^+ -мезона в ядре можно выразить через вероятность захвата π^+ -мезона в дейтерии по формуле¹⁵⁴

$$\frac{1}{2} \sigma(\pi^+ + A \rightarrow \text{звезда}) = \Gamma \sigma(\pi^+ + d \rightarrow 2p),$$

где Γ учитывает, во-первых, вероятность квазидейтонных образований в

ядре и, во-вторых, факторы, связанные с движением нуклонов в ядре, и запреты для некоторых конечных состояний нуклонов в ядре. В таблице XX приведены результаты определения Γ .

Таблица XX

Значения Γ , полученные разными авторами

E_{π} , Мэв	Знак мезона	Γ	Ссылка
20	+	5,6	142
39	+	3,2	142
50	+	10	138
62	+	3,3	44

6. ФОТОРОЖДЕНИЕ π -МЕЗОНОВ НА ЯДРАХ

Из всех реакций рождения π -мезонов на ядрах фоторождение представляет особенно большой интерес благодаря относительной простоте интерпретации экспериментальных данных. Во-первых, здесь происходит взаимодействие хорошо изученного электромагнитного поля с нуклонами

и во-вторых, при фоторождении π -мезонов в конечном состоянии возникает простая система частиц.

Все опыты по фоторождению π -мезонов на ядрах выполнены с немонохроматическими γ -квантами, получающимися при торможении электронов в веществе с большим Z (см. рис. 11). Так как в большинстве опытов использовались спектры γ -квантов с максимальной энергией большей или порядка 300 Мэв, а порог рождения π -мезонов γ -квантами лишь немного превышает энергию, соответствующую массе покоя мезона, то в фоторождении эффективно принимает участие довольно широкий спектр энергий γ -лучей. В отличие от опытов по фоторождению мезонов на свободных нуклонах при изучении фоторождения π -мезонов на ядрах невозможно выделить случаи рождения γ -квантами определенной энергии. Исключение составляют опыты по «упругому» фоторождению мезонов, когда в конечном состоянии образуются всего две частицы, или случаи, когда регистрируются все продукты реакции в конечном состоянии. (Упругим фоторождением мы будем называть рождение π -мезонов без возбуждения или распада ядра.)

Фоторождение π -мезонов на дейтерии. Рождение π -мезонов γ -квантами на дейтерии является наиболее надежным источником сведений относительно рождения π -мезонов на нейтроне. Важной характеристикой является величина отношения сечений фоторождения π^+ - и π^- -мезонов по реакциям $\gamma + D \rightarrow \pi^+ + n + n$ и $\gamma + D \rightarrow \pi^- + p + p$. Экспериментальные данные для величины отношения $\sigma_{\pi^-}/\sigma_{\pi^+}$ приведены в таблице XXI.

Таблица XXI

Величина отношения $\sigma_{\pi^-}/\sigma_{\pi^+}$ при фоторождении π -мезонов на дейтерии

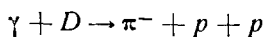
$E_{\gamma \text{ макс.}}$ Мэв	E_{π} , Мэв	$\theta_{\text{лаб.}}^0$ с. к	$\sigma_{\pi^-}/\sigma_{\pi^+}$	Ссылка
330	65—145	26	$0,90 \pm 0,23$	171
330	40—105	90	$0,5 \pm 0,5$	171
310	65	135	$1,19 \pm 0,12$	172
318	70	45	$0,96 \pm 0,10$	173
318	70	90	$1,09 \pm 0,12$	173
318	70	135	$1,21 \pm 0,17$	173
310	46	180	$0,85 \pm 0,26$	115
310	34	90	$1,06 \pm 0,25$	116
310	54	90	$1,49 \pm 0,3$	116
310	84	90	$1,3 \pm 0,35$	116

Из таблицы видно, что в пределах ошибок эксперимента отношение $\sigma_{\pi^-}/\sigma_{\pi^+}$ не зависит от энергии и угла вылета π-мезона. Средневзвешенное значение величины отношения $\sigma_{\pi^-}/\sigma_{\pi^+}$, которое можно получить из таблицы, оказывается равным 1,1. Этот результат показывает, что сечение фоторождения π-мезонов γ-квантами на нуклоне слабо зависит от заряда нуклона.

Сравнение опытов по фоторождению π-мезонов на дейтерии и водороде дает возможность найти сечение рождения π-мезонов γ-квантами на нейтроне. Измеренная на опыте величина отношения $(\sigma_{\pi^0})_D/(\sigma_{\pi^0})_H$ оказалась равной 1,8 в широком интервале энергий γ-квантов^{133, 189}. Этот результат свидетельствует о том, что сечения рождения π⁰-мезонов γ-квантами на протоне и нейтроне также равны друг другу. Особый интерес представляют опыты по «упругому» рождению π⁰-мезонов на дейтерии. Теоретические расчеты показали^{175, 176}, что при упругом рождении π⁰-мезонов на дейтерии вблизи порога рождения должны наблюдаться сильные интерференционные эффекты, и величина сечения упругого рождения сильно зависит от того, каковы относительные знаки констант взаимодействия нейтрона g_n и протона g_p с мезонным полем*). Сечение упругого рождения при рождении π-мезонов γ-квантами на дейтерии вблизи порога рождения по величине сравнимо с «неупругим» сечением рождения в случае, если $g_n = -g_p$ и примерно в 30 раз меньше в случае $g_n = g_p$. Эксперименты показывают^{178, 191, 192}, что величина сечения и угловые распределения π⁰-мезонов при упругом фоторождении π⁰-мезонов на дейтерии соответствуют расчетным данным для случая $g_n = -g_p$. Этот результат подтверждает справедливость гипотезы изотопической инвариантности, на основании которой получается именно такая связь между константами взаимодействия протона и нейтрона с мезонным полем¹⁷⁰.

Относительно большая величина сечения упругого фоторождения π⁰-мезонов вблизи порога может быть объяснена малым импульсом налетающего γ-кванта, недостаточным для того, чтобы разрушить связанную в ядре систему нуклонов. Эффекты, связанные с малой величиной импульса налетающего γ-кванта, особенно сильно проявляются при фоторождении π⁰-мезона на гелии ввиду большой энергии связи гелия. В работах^{179, 193, 194} было обнаружено, что в этом случае рождение π⁰-мезона в упругих соударениях происходит с большой вероятностью, вплоть до энергий γ-кванта порядка 300 Мэв, причем в интервале энергий $E_\gamma = 140 - 200$ Мэв сечение фоторождения является преимущественно упругим. Абсолютная величина упругого сечения фоторождения π⁰-мезонов на гелии, так же как и в случае рождения на дейтерии, оказывается достаточно большой, что согласуется с предположением о положительной интерференции, т. е. с предположением о том, что знаки констант взаимодействия при фоторождении π⁰-мезонов на протоне и на нейтроне различны.

При изучении рождения π⁰-мезонов γ-квантами на дейтерии можно выяснить вопрос о величине спинового взаимодействия γ-квантов с нуклонами. Действительно, если при рождении π-мезонов на дейтерии по реакции



оба нуклона имеют в конечном состоянии малые относительные энергии, то это означает, что они находятся в S-состоянии и поэтому их спины антипараллельны. С другой стороны, известно, что спины нейтрона и протона в дейтерии параллельны. Поэтому, если при рождении π⁻-мезонов наблюдается большое количество случаев, когда относительная энергия двух протонов

*) Равенство абсолютных значений констант $|g_n| = |g_p|$ следует из равенства сечений рождения π⁰-мезонов на протонах и нейтронах.

мала, то это означает, что при фоторождении π^- -мезонов происходит переворачивание спинов, т. е. спиновая часть взаимодействия велика. Опыты, выполненные с помощью фотопластинок, наполненных дейтерием и облученных в пучке γ -квантов с максимальной энергией 250 Мэв, показывают¹⁸⁶, что в 40% случаев рождения мезонов по реакции $\gamma + D \rightarrow \pi^- + p + p$ протоны конечного состояния имеют относительную кинетическую энергию меньше 12 Мэв. Сравнение экспериментальных результатов с теоретическим расчетом, выполненным в импульсном приближении*) с учетом взаимодействия частиц в конечном состоянии¹⁸⁷, показывает, что данные опытов хорошо согласуются с теоретическими расчетами в предположении о чисто спиновом взаимодействии при фоторождении π^- -мезонов на нейтроне. Следует отметить, что сравнение результатов расчета с экспериментом, а также анализ продуктов реакции при фоторождении π^- -мезонов на дейтерии дают убедительное доказательство справедливости однонуклонной модели при фоторождении π -мезонов. Характер взаимодействия γ -квантов с протоном при фоторождении π^+ -мезонов на дейтерии изучался в ряде работ^{171-173, 115, 116, 188}. Сравнение результатов расчетов¹⁷⁴ с экспериментальными данными также говорит о сильной спиновой зависимости взаимодействия γ -квантов с протонами¹⁸⁸.

Фоторождение π -мезонов на сложных ядрах. Полное сечение взаимодействия γ -квантов больших энергий с ядерным веществом относительно невелико, порядка 10^{-28} см² на нуклон. Поэтому даже самое тяжелое

ядро прозрачно для γ -квантов, участвующих в фоторождении π -мезонов. Благодаря этому обстоятельству результаты опытов по фоторождению π -мезонов на ядрах легче поддаются интерпретации, чем результаты опытов по рождению π -мезонов нуклонами, при интерпретации которых следует принимать во внимание непрозрачность ядра для нуклонов.

В отличие от опытов по фоторождению π -мезонов на водороде, в опытах по фоторождению π -мезонов на ядрах прямых измерений зависимости сечения фоторождения от энергии γ -кванта нет. Это связано с тем, что пучки γ -квантов не монохроматичны, а наличие внутреннего движения нуклонов в ядре исключает возможность однозначного определения энергии γ -кванта по углу вылета и энергии π -мезона, как это делается в опытах на водороде.

Если предположить, что сечение фоторождения π -мезонов на ядрах зависит от энергии γ -кванта, как $\sigma = k(E_\gamma - E_{\gamma 0})^n$, где k — постоянная, $E_{\gamma 0}$ — пороговая энергия фоторождения, а E_γ — энергия γ -кванта, то, усредняя по спектру энергии γ -квантов от $E_{\gamma 0}$ до $E_{\gamma \max}$, можно найти для разных значений n ожидаемый выход π -мезонов в зависимости от $E_{\gamma \max}$.

Рис. 27. Выход π^0 -мезонов под углом 90° к пучку γ -квантов в зависимости от $E_{\gamma \max}$. Кривые — результат расчета выхода π^0 -мезонов при фоторождении на углероде в разных предположениях относительно зависимости $\sigma_{\pi^0} = k(E_\gamma - E_{\gamma 0})^n$ ($E_{\gamma 0}$ — порог фоторождения).

На рис. 27 сравниваются экспериментальные данные с результатами расчета выхода фотомезонов в зависимости от $E_{\gamma \max}$ для разных значений n ¹³³.

На рис. 27 видно, что вплоть до 300 Мэв зависимость сечения рождения π -мезонов на углероде от энергии γ -квантов лучше всего аппроксими-

*) При расчетах в импульсном приближении с помощью той или иной модели учитывается движение нуклонов в ядре, но не учитывается взаимодействие продуктов реакции в конечном состоянии.

руется кривой $\sigma = k(E_\gamma - E_0)$. Сечение фоторождения π-мезонов на ядре является, таким образом, более слабой функцией от энергии, чем сечение фоторождения π-мезонов на протоне. Такая разница в зависимостях сечений от энергии связана с наличием внутреннего движения нуклонов в ядре.

Рассмотрим зависимость сечения фоторождения π-мезонов от атомного веса. На рис. 28 и 29 приведены экспериментальные результаты^{172, 180}, которые показывают, что сечение фоторождения π-мезонов на ядрах при энергии γ-квантов ~ 320 Мэв зависит от атомного веса как $A^{2/3}$. Другие работы^{181, 182, 195, 196} также подтверждают эту зависимость.

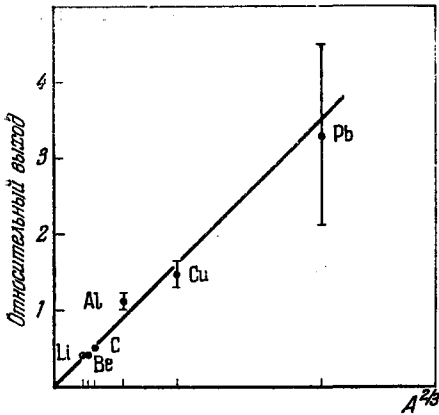


Рис. 28. Выход π⁰-мезонов под углом 45° к пучку γ-квантов с $E_{\gamma\max} = 325$ Мэв в зависимости от A. (По данным¹⁸⁰.)

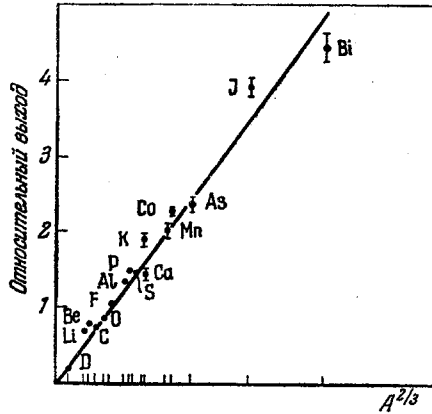


Рис. 29. Выход π⁺- и π⁻-мезонов ($E_\pi = 65$ Мэв) под 90° к пучку γ-квантов с $E_{\gamma\max} = 310$ Мэв в зависимости от A. (По данным¹⁷².)

Так как сечение взаимодействия π-мезонов с ядерным веществом велико и длина свободного пробега сравнима с расстоянием между нуклонами в ядре, естественно объяснять наблюдаемую зависимость сечения фоторождения как результат реабсорбции π-мезонов. Количественная оценка этого эффекта¹⁸³ показывает, что при разумных значениях длины свободного пробега мезона возможно, по крайней мере для тяжелых ядер, объяснить зависимость $\sigma \sim A^{2/3}$ реабсорбцией мезонов.

Экспериментальные результаты по фоторождению π-мезонов на легких ядрах приведены на рис. 30 и в таблице XXII.

Таблица XXII

Сечения фоторождения π⁺-мезонов на легких элементах

Элемент	$d\sigma/d\Omega$ 10 ³⁰ см ² /стерад протон Q			$Q_{\text{полн}} \times 10^{30}$ см ² на протон	Ссылка
	45°	90°	135°		
H	$9,2 \pm 0,9$	$9,3 \pm 0,6$	$6,0 \pm 0,4$	103 ± 3	182
D	$6,7 \pm 0,7$	$7,1 \pm 0,5$	$4,6 \pm 0,3$	77 ± 3	182
He	$3,1 \pm 0,3$	$4,7 \pm 0,4$	$3,8 \pm 0,3$	48 ± 2	182
C	$2,6 \pm 0,4$	$3,5 \pm 0,3$	$2,5 \pm 0,3$	38 ± 3	184

Как видно из таблицы XXII, сечение фоторождения π-мезонов на протон убывает примерно как $A^{-1/3}$. В¹¹² показано, что уменьшение сечения

фоторождения π -мезонов (на один протон) для очень легких ядер можно в основном объяснить принципом Паули и небольшой реабсорбцией рожденных π -мезонов.

Изменение формы спектров с увеличением A также может быть объяснено принципом Паули. Запреты по принципу Паули должны проявляться особенно сильно для сложных ядер и мезонов, имеющих большую кинетическую энергию. Это видно на рис. 30.

Весьма интересны опыты по фоторождению π -мезонов, в которых изме-

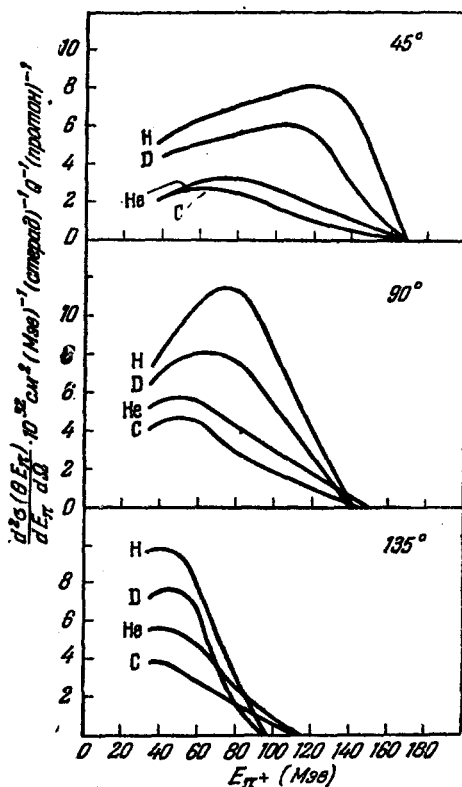


Рис. 30. Энергетические спектры π^\pm -мезонов, вылетающих под углами $[45^\circ, 90^\circ$ и 135° , при фоторождении π -мезонов на легких элементах γ -квантами с максимальной энергией γ -квантов $E_{\gamma \max} = 318$ Мэв.

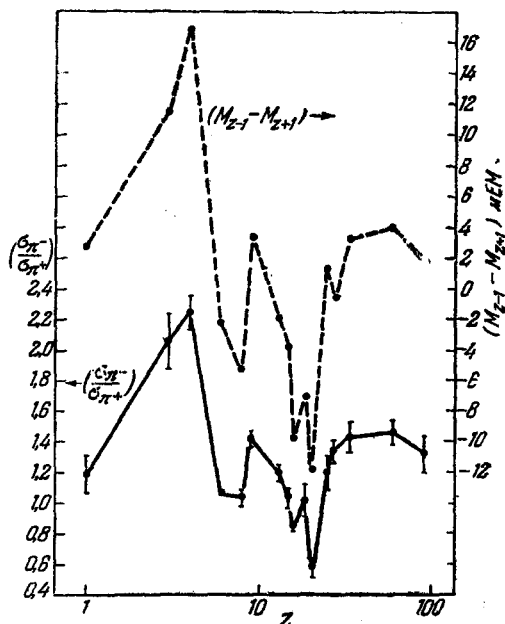


Рис. 31. Отношение $\sigma_{\pi^-} / \sigma_{\pi^+}$ при фоторождении π -мезонов, имеющих энергию 65 ± 15 Мэв и зарегистрированных под углом 135° к пучку γ -квантов с максимальной энергией $E_{\gamma \max} = 310$ Мэв. Приведена также разница в массах, соседних по Z с ядрами мишени изобар $(\Delta = M_{Z-1} - M_{Z+1})$.

рялось отношение $\sigma_{\pi^-} / \sigma_{\pi^+}$ для различных элементов^{172, 197}. На рис. 31 представлено отношение сечений фоторождения π -мезонов разных знаков для различных ядер¹⁷². Там же для сравнения показана разница в массах ядер, имеющих заряд на единицу меньший и на единицу больший, чем заряд ядра мишени. Эти изобары соответствуют ядрам, которые образуются при фоторождении π^+ и π^- -мезона. Из сравнения кривых следует, что выигрыш в энергии благодаря разнице в массах конечных ядер при фоторождении π^+ и π^- -мезонов существенным образом сказывается на рождении мезонов разных знаков. Ясно, что особенно сильно этот эффект должен сказываться для случая рождения π -мезонов γ -квантами малых энергий. В таблице XXIII приведены данные, подтверждающие это.

Таблица XXIII

Отношение $\sigma_{\pi-}/\sigma_{\pi+}$ при фоторождении π-мезонов на бериллии

$E_{\gamma \text{ max}}, \text{ Мэв}$	$E_{\pi}, \text{ Мэв}$	$\theta_{\text{лаб. с. к}}$	$\sigma_{\pi-}/\sigma_{\pi+}$	Ссылка
310	50	135	$2,12 \pm 0,06$	172
310	65	135	$2,27 \pm 0,07$	172
256	50	135	$2,56 \pm 0,16$	172
256	65	135	$3,7 \pm 0,3$	172
310	54	90	$1,65 \pm 0,05$	185
270	54	90	$2,0 \pm 0,1$	185
250	54	90	$2,4 \pm 0,3$	185
225	54	90	$3,3 \pm 0,5$	185

З а к л ю ч е н и е. Все экспериментальные результаты по фоторождению π-мезонов на ядрах могут быть объяснены, исходя из предположения, что рождение мезонов γ-квантами происходит на отдельных нуклонах ядра с сечениями, соответствующими рождению на свободных нуклонах. Для объяснения наблюдающихся на опыте закономерностей оказывается достаточным учесть внутреннее движение нуклонов в ядре, поглощение рождающихся внутри ядра мезонов и запрет Паули. Благодаря относительно малой величине импульса γ-квантов при фоторождении π-мезонов вблизи порога рождения резко проявляются эффекты, связанные со структурой ядра. При больших энергиях γ-квантов эти эффекты не наблюдаются. В частности, при энергиях γ-квантов ~500 Мэв отношение $\sigma_{\pi-}/\sigma_{\pi+}$ уже не зависит от структуры ядер мишени, а определяется исключительно отношением числа нейтронов и протонов в ядре¹⁹⁷.

7. РОЖДЕНИЕ π-МЕЗОНОВ НУКЛОНАМИ НА ЯДРАХ

Рождение π-мезонов нуклонами на ядрах представляется процессом сложным для интерпретации, включающим в себя такие сложные явления, как прохождение нуклонов, вызывающих рождение π-мезонов через ядро и взаимодействие рожденных π-мезонов с ядром. Почти все экспериментальные результаты по рождению π-мезонов нуклонами на ядрах можно объяснить, исходя из предположения, что рождение π-мезонов происходит в индивидуальных нуклон-нуклонных столкновениях, которые испытывает нуклон при прохождении через ядро. При этом влияние ядра проявляется в следующем: 1) наличие внутриядерного движения нуклонов в ядре «размывает» энергетическое и угловое распределение рожденных мезонов, 2) сильное взаимодействие π-мезонов с ядерным веществом приводит к тому, что значительная часть мезонов, рожденных во внутренних частях ядра, поглощается, 3) нуклон, вызывающий рождение мезона, быстро теряет свою энергию при прохождении через ядро и поэтому рождение π-мезонов происходит неравномерно по объему ядра. Таким образом, из-за сложности процессов, происходящих в ядре при рождении π-мезонов, бывает трудно дать однозначную интерпретацию наблюдаемым закономерностям.

Зависимость сечения рождения π-мезонов от энергии нуклона. На рис. 32 приведена зависимость сечения рождения π-мезонов на углероде от энергии протона вблизи порога рождения; сечение сильно зависит от энергии протона, порог рождения π-мезонов при столкновении нуклона с ядром существенно меньше, чем порог рождения π-мезонов при столкновении двух нуклонов, равный примерно 290 Мэв. Уменьшение порога

рождения может быть вызвано, во-первых, наличием внутреннего движения нуклонов в ядре и, во-вторых, возможностью рождения мезона на ядре как целом или на группе нуклонов ядра. Абсолютный порог рождения π -мезона

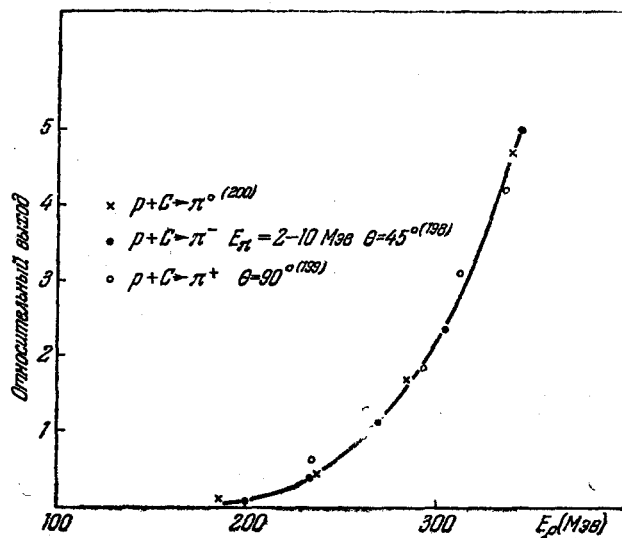


Рис. 32. Зависимость сечения рождения π -мезонов в реакции $p + C \rightarrow \pi$ от энергии протона.

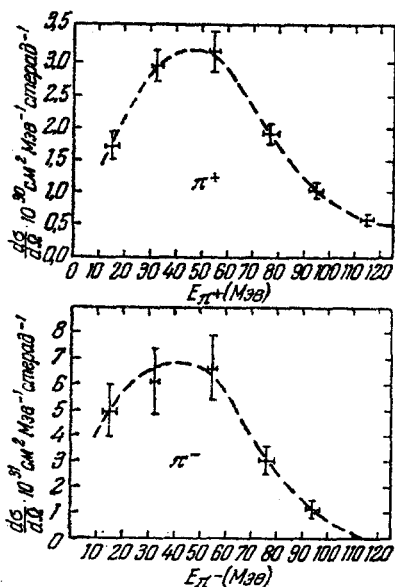


Рис. 33. Сечение рождения π^+ и π^- -мезонов на углероде под углом 90° к пучку протонов с энергией 340 Мэв.

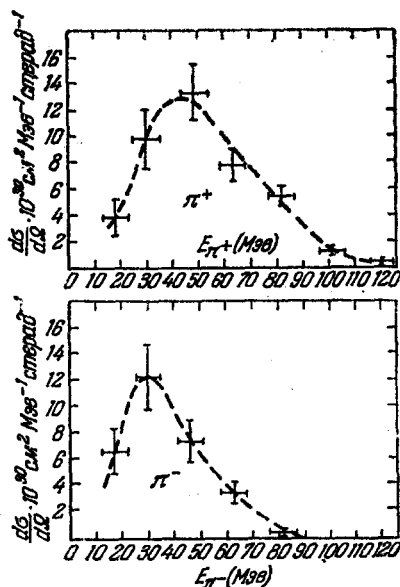


Рис. 34. Сечение рождения π^+ и π^- -мезонов на свинце под углом 90° к пучку протонов с энергией 340 Мэв.

в реакции $N + A \rightarrow \pi + A'$ соответствует случаю, когда ядро A' образуется в основном невозбужденном состоянии, а кинетическая энергия π -мезона относительно ядра равна нулю. Однако так как длина волны падающего

нуклона мала по сравнению с размерами ядер и равна $\sim 2,5 \cdot 10^{-14}$ см для нуклона с энергией 340 Мэв, то рождение π-мезонов на ядре как целом или на сколько-нибудь большой группе нуклонов ядра маловероятно. Поэтому рождение π-мезонов на ядре обычно интерпретируется как результат нуклон-нуклонных столкновений в ядре. Малая величина порога объясняется тем, что нуклоны в ядре находятся в движении. Действительно, если нуклон в ядре движется с энергией 20 Мэв навстречу падающему нуклону, порог рождения π-мезона лишь немногим превышает 140 Мэв.

Энергетический спектр π-мезонов. Другой особенностью рождения π-мезонов на ядрах является форма энергетического спектра рожденных мезонов. На рис. 33 и 34 приведены энергетические спектры π⁺ и π⁻-мезонов, рожденных на ядрах углерода и свинца протонами с энергией 340 Мэв²⁰¹. Подобные спектры получены и в других работах^{200, 87, 86, 203, 219}. Экспериментальные результаты проанализированы в предположении, что рождение π⁺-мезонов происходит в индивидуальных нуклон-нуклонных соударениях в ядре^{87, 86, 204}. При расчетах предполагалось, что мезоны рождаются по реакции $p + p \rightarrow \pi^+ + d$ и что рожденные π⁺-мезоны до вылета из ядра не взаимодействуют с нуклонами в ядре. Действительно, из опытов по рождению π⁺-мезонов в $p-p$ -соударениях известно, что при таких энергиях рождение π⁺-мезона с образованием дейтона наиболее вероятно (см. рис. 8). Второе предположение приближенно справедливо для легких ядер типа углерода. При расчетах спектра π⁺-мезонов необходимо задаться распределением нуклонов в ядре по импульсам. Были проделаны расчеты для трех распределений⁸⁷:

1. Вырожденный Ферми-газ

$$\omega(p) dp = \frac{3}{4\pi p_0^3} dp \text{ для } p \leq p_0;$$

$$\omega(p) dp = 0 \text{ для } p > p_0,$$

где p — максимальный импульс нуклона в ядре.

2. Распределение по Гауссу

$$\omega(p) dp = \frac{1}{(\pi p_0^2)^{3/2}} e^{-p^2/p_0^2} dp.$$

3. Модель Чу — Гольдбергера

$$\omega(p) dp = \frac{\beta(\beta + \alpha)^2}{\pi^2(\alpha^2 + \beta^2)(\beta^2 + p^2)} dp.$$

Сравнение результатов расчета для различных моделей ядра с экспериментальными данными приведено на рис. 35. Из рис. 35 видно, что при соответствующем выборе параметров распределения нуклонов в ядре по энергиям все модели качественно объясняют наблюдаемый энергетический спектр π-мезонов. Используемые при расчете параметры распределения нуклонов в ядре по энергиям совпадают с параметрами, найденными при анализе неупругого рассеяния быстрых нуклонов на легких ядрах²²⁰. Это свидетельствует о справедливости предположения о том, что рождение π-мезонов на ядрах происходит в нуклон-нуклонных соударениях. Однако сделать какой-либо вывод относительно справедливости той или иной модели ядра из-за грубости рассмотрения невозможно.

Полное сечение рождения π-мезона на протон в ядре больше, чем полное сечение рождения, найденное в $p-p$ -соударениях при той же энергии падающих протонов. Так, сечение рождения мезонов на углероде протонами

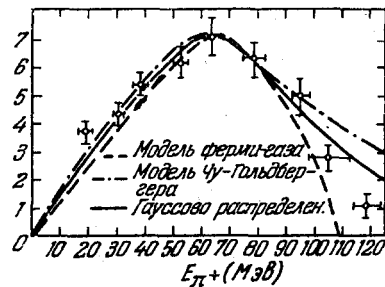


Рис. 35. Сравнение результатов теоретических расчетов спектра рожденных π⁺-мезонов для трех моделей ядра с экспериментальными данными по рождению π⁺-мезонов протонами на углероде. Параметры при расчете подобраны так, чтобы наилучшим образом удовлетворить экспериментальным данным.

с энергией 340 Мэв равно $^{208} (7,6 \pm 0,7) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ на ядро или $1,2 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ на протон в ядре углерода *), в то время как сечение рождения π^+ -мезонов при столкновении двух протонов составляет всего $0,3 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$. Такое увеличение сечения рождения в ядре можно, однако, объяснить 211 внутренним движением нуклонов в ядре и сильной зависимостью сечения рождения от относительной энергии сталкивающихся нуклонов.

Из кривых, приведенных на рис. 33 и 34, видно, что спектры π^+ и π^- -мезонов, рожденных на углероде и свинце, несколько отличны. Сравнение энергетических спектров мезонов, рожденных на углероде и свинце, показывает, что в случае рождения π -мезонов на свинце относительная вероятность рождения мезонов большой энергии заметно меньше. Это может быть связано с большой вероятностью поглощения энергичных мезонов в тяжелом ядре и с тем, что энергия падающего нуклона сильно уменьшается в результате столкновений с ядерными нуклонами. Последнее обстоятельство, очевидно, сильнее проявляется в случае рождения мезонов на тяжелом ядре.

Сравнение спектров π^+ и π^- -мезонов, рожденных на свинце, показывает, что максимумы в спектрах сдвинуты друг относительно друга. Одной из причин, объясняющей этот сдвиг, может служить действие кулоновского поля ядра, уменьшающего энергию π^- -мезонов и увеличивающего энергию π^+ -мезонов. Сравнение спектров π^+ и π^- -мезонов, рожденных на углероде, где действие кулоновского поля мало, показывает, что характер этих спектров также различен. Из рисунка видно, в частности, что при рождении π^+ -мезонов последние образуются с большей энергией, чем π^- -мезоны. Это обстоятельство может быть связано как с принципом Паули, так и с тем, что в реакции $p + n \rightarrow \pi^- + p + p$ рождаются π^- -мезоны с меньшей кинетической энергией, чем π^+ -мезоны в реакциях $p + p \rightarrow \pi^+ + p + n$ и $p + p \rightarrow \pi^+ + d$. Аналогичный характер имеют спектры π^+ и π^- -мезонов, рожденных на бериллии и углероде протонами с энергией 660 Мэв $^{223, 224}$. При энергии налетающих протонов $E_p = 660 \text{ Мэв}$ сечение рождения π^+ -мезонов, приходящееся на один протон, оказывается примерно в три раза меньше, чем сечение рождения на свободном протоне. При рождении же π^- -мезонов протонами меньших энергий ($E_p = 340 \text{ Мэв}$) сечение рождения на ядерном нуклоне превышает сечение рождения на свободном нуклоне. Увеличение сечения рождения π -мезонов при взаимодействии 340 Мэв нуклонов с нуклонами ядра по сравнению с сечением рождения на свободной частице может быть объяснено движением нуклонов в ядре. При энергии же протонов $\sim 660 \text{ Мэв}$ сечение реакции $p + p \rightarrow \pi^+$ достигает своего максимального значения и влияние ядра сводится лишь к поглощению рожденных π -мезонов.

Зависимость сечения рождения π -мезонов от A . Интерпретация опытов по рождению π -мезонов нуклонами на ядрах более сложна, чем интерпретация фоторождения. При анализе рождения мезонов нуклонами, кроме поглощения рожденных π -мезонов в ядре, нужно учитывать и то, что ядро не является прозрачным для нуклонов, вызывающих рождение. На рис. 36 и 37 приведены зависимости сечения рождения π -мезонов в зависимости от атомного веса A . Из рисунков видно, что сечение рождения π -мезонов, по крайней мере, для не очень легких элементов следует закону $A^{1/3}$. Этот вывод подтверждается и в других работах $^{208, 209, 226, 16}$. Наблюдаемые отступления от закона $A^{1/3}$ могут быть объяснены действием различных

*) Вкладом реакции $p + n \rightarrow \pi^+ + n + n$ в ядре можно пренебречь, так как сечение этой реакции равно в силу зарядовой симметрии сечению реакции $p + n \rightarrow \pi^- + p + p$, а сечение последней реакции в несколько раз меньше сечения реакции $p + p \rightarrow \pi^+ + d$ (или $p + n$). Это следует из большой величины отношения $\sigma_{\pi^+}/\sigma_{\pi^-}$ при рождении мезонов протонами с энергией 340 Мэв на углероде (см. табл. XXIV).

ядерных факторов, особенно проявляющихся при специфических условиях опыта. В 210 измерялся выход мезонов малой энергии. В этом случае отклонения от зависимости $\sigma \sim A^{1/2}$ можно объяснить влиянием кулоновского поля

ядра, деформирующего спектр рожденных мезонов малой энергии. Зависимость сечения рождения π^+ -мезонов от A должна быть здесь более слабой, чем это следует из закона $\sigma \sim A^{1/2}$; это и наблюдалось. Действительно, кулоновское поле ядра ускоряет рожденные π^+ -мезоны, благодаря чему число π^+ -мезонов малой энергии при рождении на тяжелых ядрах резко уменьшается. В 211 изучалось рождение π^+ -мезонов

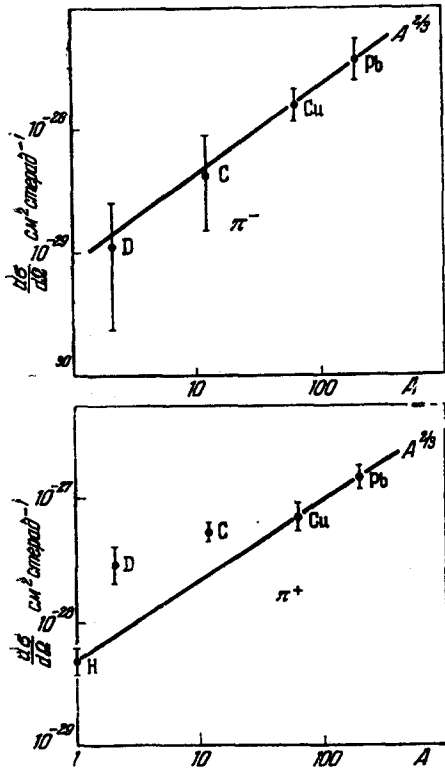


Рис. 36. Зависимость сечения рождения π^+ и π^- -мезонов под углом 90° к пучку протонов с энергией 381 Мэв в функции от A^{87} .

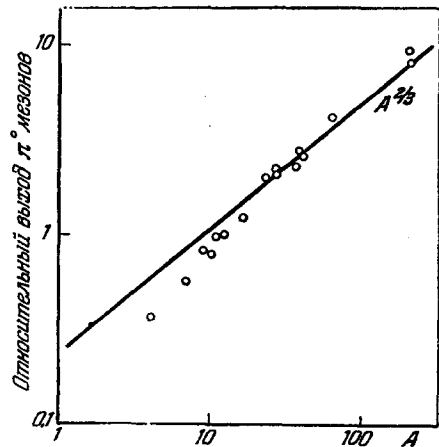


Рис. 37. Зависимость сечений рождения π^0 -мезонов протонами с энергией 340 Мэв от числа нуклонов в ядре 207 .

под малыми углами ($\theta = 0^\circ \div 4^\circ$) по отношению к пучку протонов с энергией 340 Мэв. Полученная зависимость сечения рождения от атомного веса хорошо объясняется в предположении большого сечения взаимодействия падающих протонов и рожденных π -мезонов с нуклонами ядра. В приведенных расчетах было достигнуто согласие в том случае, когда в качестве указанных сечений взаимодействия были приняты сечения, которые были получены из опытов по поглощению и рассеянию мезонов и нуклонов на ядрах. Такой же эффект наблюдался и при рождении π^0 -мезонов протонами с энергией 670 Мэв¹⁶. Наконец, отступления от зависимости $\sigma \sim A^{1/2}$, полученные при рождении π^0 -мезонов, на ядрах вблизи порога рождения ($E_p = 240$ Мэв) могут быть объяснены влиянием конкретной структуры ядер. При этом увеличивается вероятность рождения π -мезонов в тех случаях, когда в результате реакции образуется сильно связанное ядро.

Отношение сечений рождения мезонов разных знаков. В опытах по рождению мезонов нуклонами на ядрах была обнаружена большая разница в величинах сечений рождения π^+ и π^- -мезонов протонами. Было найдено, что сечение рождения π^+ -мезонов протонами на легких ядрах примерно на порядок больше сечения рождения π^- -мезонов. Эту разницу

в сечениях рождения π -мезонов разных знаков можно было ожидать, исходя из сечений рождения мезонов в $p-p$ и $p-n$ -соударениях для свободных нуклонов (см. рис. 8 и 9).

Аналогичный эффект наблюдается и при рождении π -мезонов нейтронами ^{214, 215, 219, 223}. В этом случае в соответствии с принципом зарядовой симметрии сечение рождения π^- -мезонов превышает сечение рождения π^+ -мезонов. Как видно из таблицы XXIV, отношение полных сечений рождения π^+ и π^- -мезонов протонами на углероде $\sigma_{\pi^+}/\sigma_{\pi^-} = 14 \pm 4$ в пределах ошибок измерений совпадает с обратным отношением $\sigma_{\pi^-}/\sigma_{\pi^+}$, найденным в опытах по рождению π -мезонов нейтронами на легких ядрах.

Таблица XXIV

Отношение $\sigma_{\pi^+}/\sigma_{\pi^-}$ при рождении мезонов протонами и нейтронами

* обозначено отношение $\sigma_{\pi^-}/\sigma_{\pi^+}$ для случая рождения π -мезонов нейтронами.

Ядро	Падающ. частица	$E_N, \text{Мэв}$	$\theta_{\text{лаб. с. к}}$	$E_{\pi}, \text{Мэв}$	$\sigma_{\pi^+}/\sigma_{\pi^-}$	Ссылка
1	2	3	4	5	6	7
D	p	340	0	30	$5,8 \pm 2,5$	221
D	p	340	0	60	$22,1 \pm 3,5$	221
D	p	340	0	88	$36,5 \pm 6,2$	213
D	p	340	90	Среднее по спектру π -мезонов	~ 12	212
D	p	381	90	То же	~ 25	87
He	n	~ 300	0—180	» »	$16 \pm 8^*$	219
He	p	340	0	30	$3,4 \pm 2,2$	221
He	p	340	0	60	$10,8 \pm 2,1$	221
He	p	340	0	120	$35,1 \pm 18,3$	221
Be	p	340	0	30	$4,3 \pm 1,2$	221
Be	p	340	0	60	$9,2 \pm 1,2$	221
Be	p	340	0	120	$12,7 \pm 1,8$	221
Be	p	660	24	Среднее по спектру π -мезонов	$5,3 \pm 0,6$	224
C	n	~ 300	90	50—65	$\sim 14^*$	214
C	p	340	0	30	$4,5 \pm 1,6$	221
C	p	340	0	60	$10,9 \pm 1,6$	221
C	p	340	0	120	$14,5 \pm 1,9$	221
C	p	340	0	Среднее по спектру π -мезонов	$29,5 \pm 1,2$	206
C	p	340	90	То же	$5,1 \pm 1$	201
C	p	340	90	» »	$7,8 \pm 0,04$	206
C	p	340	180	» »	$9,3 \pm 2,3$	159
C	p	340	0—180	» »	$14,4 \pm 4$	206
C	p	345	0—180	» »	10 ± 3	86
C	p	365	0—180	» »	10 ± 3	86
C	p	380	0—180	» »	10 ± 3	86
C	p	381	0—180	» »	$12,6 \pm 3,4$	87
C	n	~ 600	90	» »	$5,4 \pm 1,1^*$	223
C	p	660	24	» »	$7,0 \pm 0,8$	224
C	p	660	90	» »	$5,0 \pm 0,7$	223
O	n	~ 300	0—180	» »	$16 \pm 3,7^*$	215, 219
Al	p	345	90	» »	$2,8 \pm 1,5$	203
Cu	p	345	90	» »	$3,3 \pm 1,5$	203
Cu	p	381	90	» »	$4,4 \pm 5$	87
Pb	p	340	0	30	$0,83 \pm 0,6$	221
Pb	p	340	0	60	$1,7 \pm 1,0$	221
Pb	p	340	0	120	$6,7 \pm 3,2$	221
Pb	p	340	90	Среднее по спектру π -мезонов	$1,5 \pm 0,4$	201
Pb	p	381	90	То же	$4,3 \pm 4$	87

Из таблицы XXIV видно, что имеется тенденция к увеличению отношения $\sigma_{\pi^+}/\sigma_{\pi^-}$ с ростом энергии π-мезонов, которая сильно проявляется для легких ядер. Это свидетельствует о том, что π-мезоны, рождаемые в $n-p$ -соударениях, внутри ядра уносят существенно меньшую кинетическую энергию, чем π-мезоны, рождающиеся преимущественно в $p-p$ -соударениях внутри ядер. Увеличение отношения $\sigma_{\pi^+}/\sigma_{\pi^-}$ с ростом энергии рожденных π-мезонов в равной мере наблюдается для ядер различного атомного веса (D, He, C). Отсюда следует, что этот эффект не может быть объяснен принципом Паули и в основе его лежат закономерности рождения π-мезонов по реакциям $p+p \rightarrow \pi^+ + n$ и $p+n \rightarrow \pi^- + p$. Увеличение отношения $\sigma_{\pi^+}/\sigma_{\pi^-}$ с увеличением энергии π-мезонов наблюдалось в опытах по рождению мезонов 660 Мэв протонами²²⁴.

Из таблицы XXIV видно уменьшение отношения $\sigma_{\pi^+}/\sigma_{\pi^-}$ при переходе к более тяжелым ядрам. Это можно объяснить, во-первых, избытком числа нейтронов в тяжелых ядрах и, во-вторых, большой вероятностью перезарядки протонов при прохождении их в ядре. Последняя причина является, по-видимому, главной, так как избыток нейтронов даже в таком тяжелом ядре, как свинец, составляет всего ~50%, в то время как отношение $\sigma_{\pi^+}/\sigma_{\pi^-}$ меняется в несколько раз.

Эффекты, связанные с действием кулоновского поля ядер. Действие кулоновского поля ядер, деформирующее спектры π^+ и π^- -мезонов, было обнаружено в ряде работ. При сравнении спектров медленных π^+ и π^- -мезонов, рожденных на ядрах фотоэмульсии протонами и нейтронами соответственно²²², было замечено, что эти спектры, которые в силу зарядовой симметрии должны быть одинаковыми, оказались сдвинутыми друг относительно друга по энергии на величину удвоенного среднего кулоновского потенциала для ядер фотоэмульсии. Действие кулоновского поля, деформирующего спектр заряженных частиц, вылетающих из ядер, было хорошо известно из теории β-распада. В теории β-распада выводятся формулы, позволяющие учесть деформацию спектров электронов и позитронов, вылетающих из ядер. Однако эти формулы, справедливые для частиц с длиной волн $\lambda \gg R$ (R — радиус ядра), не могут быть применены для случая рождения мезонов, так как длина волны мезона даже очень малой энергии сравнима с размерами ядер. Расчеты с точной оценкой действия кулоновского поля для случая рождения мезонов сложны и требуют знания распределения заряда в ядре. Наиболее простой, приближенно верной является точка зрения, по которой действие кулоновского поля приводит просто к сдвигу спектров π^+ и π^- -мезонов на величину кулоновского потенциала в ядре. Рис. 38 схематически показывает потенциал в ядре для мезонов разных знаков. Очевидно, что указанная точка зрения эквивалентна утверждению, что в момент рождения в ядре мезоны не «чувствуют» наличия кулоновского поля, а после вылета из ядра просто ускоряются им. Различный характер действия кулоновского поля ядер на рождающиеся π^+ и π^- -мезоны сильно проявляется на величине отношения $\sigma_{\pi^+}/\sigma_{\pi^-}$ при

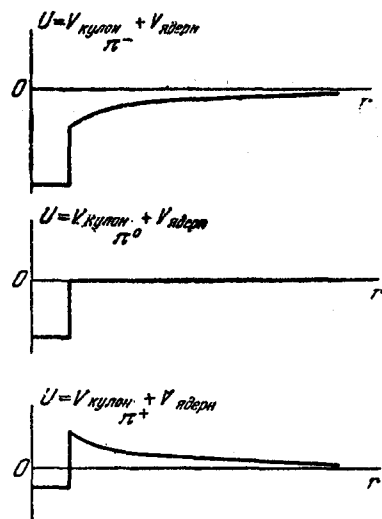


Рис. 38. Потенциальная энергия для π-мезонов разных знаков в ядре как функция расстояния от центра ядра.

уменьшении энергии мезонов^{209, 217, 218}. Типичные результаты измерений отношения $\sigma_{\pi^+}/\sigma_{\pi^-}$ для легких и тяжелых ядер приведены в таблице XXV.

Таблица XXV

Отношение $\sigma_{\pi^+}/\sigma_{\pi^-}$ при облучении углерода и урана протонами с энергией 340 Мэв ($\theta = 90^\circ$)²¹⁷

Ядро \ E_π	12,5 Мэв	27 Мэв	37 Мэв
С	5,4	6	9,0
U	0,2	0,9	1,2

Из таблицы видно, что для ядра урана ($Z = 92$) отношение $\sigma_{\pi^+}/\sigma_{\pi^-}$ для малых энергий π -мезонов много меньше единицы, что можно объяснить действием кулоновского поля ядра. Как уже отмечалось, при рассмотрении зависимости сечения рождения π -мезонов от A для мезонов малой энергии наблюдалось отступление от закона $\sigma \sim A^{2/3}$. Интересно отметить, что введение поправки на действие кулоновского поля путем учета сдвига спектров π -мезонов малых энергий на величину кулоновского потенциала приводит к тому, что сечение рождения для фиксированной энергии мезона любого знака оказывается пропорциональной $A^{2/3}$ вплоть до самых тяжелых ядер²⁰².

Механизм рождения π -мезонов на ядрах. Как видно из предыдущего, рождение мезонов на ядрах может быть интерпретировано как результат рождения мезонов на отдельных нуклонах в ядре. Так, энергетические спектры рожденных мезонов можно получить, исходя из известных сечений рождения мезонов на свободных нуклонах при учете внутреннего движения ядерных нуклонов.

В тех же предположениях, но с учетом поглощения рожденных мезонов, можно хорошо объяснить сами величины сечений рождения как π^+ так и π^- -мезонов на ядрах. Эти обстоятельства свидетельствуют в пользу картины рождения мезонов в парных нуклон-нуклонных столкновениях внутри ядра. Приведем некоторые результаты, также свидетельствующие в пользу предположения о том, что мезоны рождаются в ядре в нуклон-нуклонных столкновениях. На рис. 39 приведено угловое распределение в лабораторной системе координат π^- -мезонов, рожденных нейтронами с энергией ~ 300 Мэв на гелии.

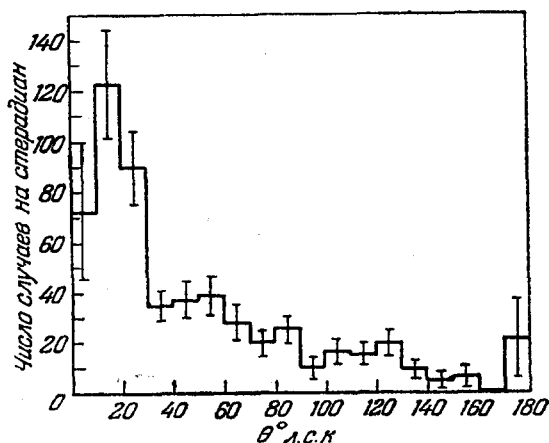


Рис. 39. Угловое распределение π^- -мезонов, рожденных нейтронами с энергией ~ 300 Мэв на гелии.

даются в ядре в нуклон-нуклонных столкновениях. На рис. 39 приведено угловое распределение в лабораторной системе координат π^- -мезонов, рожденных в реакции $n + \text{He} \rightarrow \pi^- + \text{нейтроны}$ с энергией 300 Мэв. Показано²¹⁹, что этот спектр, трансформированный в систему инерции двух сталкивающихся нуклонов, принимает вид $a + b \cos^2 \theta_{\text{ц.и.}}$, характерный для углового распределения π -мезо-

нов, рождающихся в реакции $p + p \rightarrow d + \pi^+$. Это показывает, что и экспериментально измеренное угловое распределение π-мезонов, рожденных на ядрах, может быть объяснено, исходя из предположения, что рождение мезонов происходит в нуклон-нуклонных соударениях в ядре. Убедительным доказательством того, что рождение мезонов происходит в парных нуклон-нуклонных соударениях, является также анализ рождений π-мезонов на очень легких ядрах. В работе, выполненной с помощью диффузионной камеры Вильсона, где изучались продукты реакции $n + \text{He} \rightarrow \pi^-$ ($E_n \sim 300 \text{ Мэв}$), было показано, что даже при рождении мезонов на таком сильно связанном ядре, как He, вклад «упругих» рождений мезонов по реакции $n + \text{He} \rightarrow \pi^- + p + \text{He}$ составляет менее 10% от величины сечения рождения π⁻-мезона. Так как средняя энергия нейтронов в этих опытах была всего $\sim 300 \text{ Мэв}$, можно утверждать, что при больших энергиях падающих нуклонов рождение π-мезонов в непарных соударениях практически не происходит. Более того, даже малый процент «упругих» рождений мезонов можно интерпретировать как результат сильного взаимодействия нуклонов в конечном состоянии, в то время как само рождение π-мезонов происходит через парное взаимодействие падающего нуклона с ядерным ^{219, 225}.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. W. F. Fry, G. R. White, Phys. Rev. **90**, 207 (1953).
2. A. M. Seifert, H. J. Bramson, W. W. Havens, Phys. Rev. **86**, 603 (1952).
3. W. F. Fry, Phys. Rev. **91**, 130 (1953).
4. Б. Иоффе, А. Рудик, ДАН СССР **82**, 359 (1952).
5. P. Lindenfeld, A. Sachs, Phys. Rev. **89**, 531 (1953); C. P. Sargent, R. Cornelius, M. Rinehart, L. M. Lederman, K. Rogers, Phys. Rev. **98**, 1349 (1955).
6. W. F. Cartwright, Phys. Rev. **82**, 460 (1951).
7. F. M. Smith, W. Birnbaum, W. H. Barkas, Phys. Rev. **91**, 765 (1953).
8. R. Sagane, W. F. Dudziak, J. Vedder, Nuclear Science, Abstr. **8**, 638 (1954).
9. W. K. H. Panofsky, R. L. Aamodt, J. Hadley, Phys. Rev. **81**, 565 (1951).
10. R. C. Cornelius, C. P. Sargent, M. C. Rinehart, L. M. Lederman, K. Rogers, Phys. Rev. **92**, 1583 (1953).
11. M. Stearns, M. B. Stearns, L. Leipuner, S. Benedetti, Phys. Rev. **96**, 851 (1954).
12. W. Chinowski, J. Steinberger, Phys. Rev. **93**, 586 (1954).
13. R. Durbin, H. Loar, J. Steinberger, Phys. Rev. **83**, 646 (1951); D. L. Klark, A. Roberts, R. Wilson, Phys. Rev. **83**, 649 (1951); W. F. Cartwright, C. Richman, M. N. Whitehead, H. A. Wilcox, Phys. Rev. **91**, 677 (1953).
14. W. Chinowsky, J. Steinberger, Phys. Rev. **95**, 623 (1954).
15. J. Steinberger, W. Chinowsky, Phys. Rev. **95**, 623 (1954); W. Chinowsky, J. Steinberger, Phys. Rev. **100**, 1476 (1955).
16. L. M. Lederman, G. Bernardini, E. T. Booth, J. H. Tinlot, Phys. Rev. **82**, 335 (1951).
17. L. Lederman, H. Byfield, J. Kessler, Phys. Rev. **85**, 719 (1952).
18. R. P. Durbin, H. H. Loar, W. W. Havens, Phys. Rev. **88**, 179 (1952).
19. M. Jacobson, A. Schulz, J. Steinberger, Phys. Rev. **81**, 894 (1951).
20. O. Chamberlain, R. F. Mozley, J. Steinberger, C. Wiegand, Phys. Rev. **79**, 394 (1950).
21. L. M. Lederman, E. T. Booth, H. Byfield, J. Kessler, Phys. Rev. **83**, 685 (1951).
22. C. E. Wiegand, Phys. Rev. **83**, 1085 (1951).
23. W. L. Kraushaar, Phys. Rev. **86**, 513 (1952).
24. B. M. Anand, Proc. Roy. Soc. **220**, 183 (1953).
25. W. F. Fry, J. Schneps, C. A. Snow, M. S. Swami, Phys. Rev. **99**, 1055 (1955).

26. H. L. Anderson, E. Fermi, R. Martin, D. E. Nagle, Phys. Rev. **91**, 155 (1953).
27. J. Orear, C. H. Tsao, J. J. Lord, A. B. Weaver, Phys. Rev. **95**, 624 (1954).
28. G. Homa, G. Goldhaber, L. M. Lederman, Phys. Rev. **93**, 554 (1954).
29. J. Orear, Phys. Rev. **92**, 156 (1953).
30. E. Fermi, M. Glicksman, R. Martin, D. Nagle, Phys. Rev. **92**, 161 (1953).
31. M. Glicksman, Phys. Rev. **94**, 1335 (1954).
32. J. Tinlot, A. Roberts, Phys. Rev. **95**, 137 (1954).
33. D. Bodansky, A. M. Sachs, J. Steinberger, Phys. Rev. **93**, 1367 (1954).
34. M. Glicksman, Phys. Rev. **95**, 1045 (1954).
35. J. Ashkin, S. H. Vosko, Phys. Rev. **91**, 1248 (1953).
36. E. Fermi, N. Metropolis, E. F. Alei, Phys. Rev. **95**, 1581 (1954).
37. R. L. Martin, H. A. Bethe, Phys. Rev. **95**, 1606 (1954).
38. F. Hoffman, N. Metropolis, E. F. Alei, Phys. Rev. **95**, 1586 (1954).
39. L. Van Hove, Phys. Rev. **88**, 1358 (1952).
40. S. W. Barnes, C. E. Angell, J. P. Perry, D. Miller, J. Ring, D. Nelson, Phys. Rev. **92**, 1327 (1953).
41. J. P. Perry, C. E. Angell, Phys. Rev. **91**, 1289 (1953).
42. J. Orear, J. J. Lord, A. B. Weaver, Phys. Rev. **93**, 575 (1954).
43. D. Bodansky, A. Sachs, J. Steinberger, Phys. Rev. **90**, 996—997 (1953).
44. H. Byfield, J. Kessler, L. M. Lederman, Phys. Rev. **86**, 17 (1952).
45. E. Fermi, Phys. Rev. **91**, 947 (1953).
46. J. Orear, W. Slater, J. J. Lord, S. L. Eilenberg, A. B. Weaver, Phys. Rev. **96**, 174 (1954); J. Orear, Phys. Rev. **96**, 176 (1954).
47. S. L. Leonard, D. H. Stork, Phys. Rev. **93**, 568 (1954).
48. C. E. Angell, J. P. Perry, Phys. Rev. **92**, 835 (1953).
49. A. B. Weaver, J. J. Lord, J. Orear, Phys. Rev. **91**, 466 (1953).
50. E. C. Fowler, W. B. Fowler, R. P. Shutt, A. M. Thorndike, W. L. Whittemore, Phys. Rev. **86**, 1053 (1952).
51. H. L. Anderson, E. Fermi, E. A. Long, D. E. Nagle, Phys. Rev. **85**, 936 (1955).
52. G. Goldhaber, Phys. Rev. **89**, 1187 (1953).
53. H. L. Anderson, E. Fermi, D. E. Nagle, G. B. Yodh, Phys. Rev. **86**, 413 (1952).
54. J. Blaser, J. Ashkin, F. Feiner, J. Gorman, M. O. Stern, Phys. Rev. **95**, 624 (1954).
55. M. G. Glicksman, H. L. Anderson, Phys. Rev. **98**, 239 (1955).
56. L. C. L. Yuan, S. J. Lindenbaum, Phys. Rev. **100**, 306 (1955).
57. R. L. Cool, L. Madanski, O. Piccioni, Phys. Rev. **93**, 918 (1954).
58. H. L. Anderson, E. Fermi, E. A. Long, R. Martin, D. E. Nagle, Phys. Rev. **85**, 934 (1952).
59. J. Ashkin, J. P. Blaser, F. Feiner, J. Gorman, M. O. Stern, Phys. Rev. **96**, 1104 (1954).
60. A. M. Shapiro, C. P. Leavitt, F. F. Chen, Phys. Rev. **92**, 1073 (1953).
61. W. J. Spry, Phys. Rev. **95**, 1295 (1954).
62. A. Roberts, S. Tinlot, Phys. Rev. **90**, 951 (1953).
63. J. Crussard, W. D. Walker, M. Koshiba, Phys. Rev. **94**, 736 (1954).
64. J. Ashkin, J. P. Blaser, F. Feiner, M. O. Stern, Phys. Rev. **101**, 1149 (1956).
65. R. A. Grandey, A. F. Clark, Phys. Rev. **97**, 791 (1955).
66. M. Stearns, M. B. Stearns, Phys. Rev. **103**, 1534 (1955).
67. А. И. Мухин, Е. Б. Озеров, Б. Понтекорво, ЖЭТФ **31**, 371 (1956).
68. U. Kruse, H. L. Anderson, W. C. Davidon, M. Glicksman, Phys. Rev. **100**, 279 (1955).
69. D. H. Taft, Phys. Rev. **101**, 1116 (1956).
70. R. S. Margulies, Phys. Rev. **99**, 673 (1955).
71. Е. Л. Григорьев, Н. А. Митин, ЖЭТФ **31**, 37 (1956).
72. R. S. Margulies, Phys. Rev. **100**, 1255 (1955).
73. J. Orear, Phys. Rev. **100**, 288 (1955).
74. S. L. Whetstone, D. H. Stork, Phys. Rev. **102**, 251 (1956).

75. А. И. Мухин, Б. Понтекерво, И. В. Попова, Г. Н. Тентюкова, Доклад на Всесоюзной конференции по физике частиц высоких энергий, май 1956.
76. Л. С. Дулькова, Т. А. Романова, И. Б. Соколова, Л. В. Сухов, К. Д. Толстов, М. Т. Шафранова, ДАН **107**, 43 (1956).
77. L. M. Eisberg, W. B. Fowler, R. M. Lea, W. D. Shepherd, R. P. Shutt, A. M. Thorndike, W. L. Whittemore, Phys. Rev. **97**, 797 (1955).
78. М. С. Козодаев, Р. С. Суляев и др., ДАН **107**, 236 (1956).
79. А. Е. Игнатенко, А. И. Мухин, Е. Б. Озеров, Б. Понтекерво, ЖЭТФ **30**, 7 (1956).
80. А. Е. Игнатенко, А. И. Мухин, Е. Б. Озеров, Б. Понтекерво, ДАН **103**, 45 (1955).
81. A. H. Rosenfeld, Phys. Rev. **96**, 139 (1954).
82. V. Peterson, E. Dloff, D. Sherman, Phys. Rev. **84**, 372 (1951).
83. F. S. Crawford, Nucl. Sci. Abstr. **7**, 688 (1953).
84. F. S. Crawford, M. N. Stevenson, Phys. Rev. **91**, 468 (1953).
85. W. F. Cartwright, C. Richman, M. N. Whitehead, H. A. Wilcox, Phys. Rev. **91**, 677 (1953).
86. S. Passman, M. M. Block, W. W. Havens, Phys. Rev. **88**, 1247 (1952).
87. M. M. Block, S. Passman, W. W. Havens, Phys. Rev. **88**, 1239 (1952).
88. T. H. Fields, J. G. Fox, J. A. Kane, R. A. Stallwood, R. B. Sutton, Phys. Rev. **95**, 638 (1954).
89. A. H. Rosenfeld, Phys. Rev. **95**, 130 (1954).
90. М. Г. Мещеряков, Б. С. Неганов, В. М. Сидоров, Н. П. Богачев, ДАН **100**, 673 (1955).
91. М. Г. Мещеряков, Б. С. Неганов, ДАН **100**, 677 (1955).
92. D. L. Clark, A. Roberts, R. Wilson, Phys. Rev. **83**, 649 (1951).
93. R. Durbin, H. Loar, J. Steinberger, Phys. Rev. **84**, 581 (1951).
94. R. A. Schluter, Phys. Rev. **96**, 734 (1954).
95. R. H. Hildebrand, Phys. Rev. **89**, 1090 (1953).
96. А. А. Тяпкин, М. С. Козодаев, Ю. Ф. Прокошин, ДАН **100**, 689 (1955).
97. J. W. Mather, E. D. Martinelly, Phys. Rev. **92**, 780 (1953).
98. J. Marshall, L. Marshall, V. H. Nedzel, S. D. Warshaw, Phys. Rev. **88**, 632 (1952).
99. C. Wright, R. A. Schluter, Phys. Rev. **95**, 639 (1954).
100. Н. П. Богачев, ДАН **108**, 806 (1956).
101. В. П. Джелепов, В. И. Москалев, С. В. Медведев, ДАН **104**, 380 (1955).
102. F. S. Crawford, M. L. Stevenson, Phys. Rev. **97**, 1305 (1955).
103. Б. М. Понтекерво, Г. И. Селиванов, ДАН **102**, 495 (1955).
104. В. П. Джелепов, К. О. Оганесян, В. Б. Флягин, ЖЭТФ **29**, 886 (1955).
105. Б. М. Понтекерво, Г. И. Селиванов, В. А. Жуков, Отчет ИЯП АН СССР, 1952 (см. ссылку 111).
106. М. С. Козодаев, А. А. Тяпкин, Р. А. Ванециан, Отчет ИЯП АН СССР, 1952 (см. ссылку 111).
107. Л. М. Сороко, Отчет И. Я. П. АН СССР (см. ссылку 111).
108. Б. Д. Балашов, В. А. Жуков, Б. М. Понтекерво, Г. И. Селиванов, Отчет И. Я. П. АН СССР (см. ссылку 111).
109. G. V. Yodh, Phys. Rev. **98**, 1330 (1956).
110. М. Г. Мещеряков, В. П. Зрелов, Б. С. Неганов, И. К. Взорев, А. Ф. Шабудин, ЖЭТФ **31**, 45 (1956).
111. Л. М. Сороко, ЖЭТФ **30**, 296 (1956).
112. J. Steinberger, A. S. Bishop, Phys. Rev. **86**, 171 (1952); R. S. White, M. J. Jakobson, A. G. Schulz, Phys. Rev. **88**, 836 (1952).
113. G. S. Janes, W. L. Kraushaar, Phys. Rev. **93**, 900 (1954).
114. F. E. Mills, L. J. Koester, Phys. Rev. **98**, 210 (1955).
115. T. R. Palfrey, D. Luckey, R. R. Wilson, Phys. Rev. **91**, 468 (1953).
116. D. Luckey, T. Jenkins, R. R. Wilson, Phys. Rev. **91**, 468 (1953).
117. L. S. Osborne, Y. Goldschmidt-Clermont, G. Parker, Phys. Rev. **95**, 537 (1954).
118. G. Bernardini, A. L. Goldwasser, Phys. Rev. **94**, 729 (1954).
119. T. L. Jenkins, D. Luckey, T. R. Palfrey, R. R. Wilson, Phys. Rev. **95**, 179 (1954).

120. R. F. Bacher, J. C. Keck, V. Z. Peterson, J. G. Teasdale, A. V. Tollestrup, R. L. Walker, R. M. Worlock, Phys. Rev. **92**, 1090 (1953).
121. D. C. Oakley, R. L. Walker, J. G. Teasdale, J. I. Vette, Phys. Rev. **93**, 949 (1954).
122. Y. Goldschmidt-Clermont, L. S. Osborne, M. B. Scott, Phys. Rev. **89**, 329 (1953).
123. A. Silverman, M. Stearns, Phys. Rev. **88**, 1225 (1952).
124. R. L. Walker, D. C. Oakley, A. V. Tollestrup, Phys. Rev. **89**, 1301 (1953).
125. C. S. Robinson, J. E. Leiss, Phys. Rev. **95**, 638 (1954).
126. N. Jarmie, G. W. Repp, R. S. White, Phys. Rev. **91**, 1023 (1953).
127. R. L. Walker, J. G. Teasdale, V. Z. Peterson, J. I. Vette, Phys. Rev. **99**, 210 (1955).
128. A. V. Tollestrup, J. C. Keck, R. U. Worlock, Phys. Rev. **99**, 220 (1955).
129. Y. Goldschmidt-Clermont, L. S. Osborne, M. B. Scott, Phys. Rev. **97**, 188 (1955).
130. R. L. Walker, D. C. Oakley, A. V. Tollestrup, Phys. Rev. **97**, 1279 (1955).
131. D. C. Oakley, R. L. Walker, Phys. Rev. **97**, 1283 (1955).
132. L. J. Koester, Phys. Rev. **98**, 211 (1955).
133. G. Conconi, A. Silverman, Phys. Rev. **88**, 1230 (1952).
134. H. Bradner, B. Rankin, Phys. Rev. **87**, 547 (1952).
135. G. Bernardini, E. T. Booth, L. Lederman, Phys. Rev. **83**, 1075 (1951).
136. A. H. Morrish, Phys. Rev. **90**, 647 (1953).
137. B. Rankin, H. Bradner, Phys. Rev. **87**, 553 (1952).
138. G. Bernardini, Phys. Rev. **84**, 610 (1951).
139. A. Minguzzi, G. Puppi, A. Ranzi, Nuovo Cim. **11**, 697 (1953).
140. E. C. Fowler, W. B. Fowler, R. P. Shutt, A. M. Thorndike, W. L. Whittemore, Phys. Rev. **91**, 135 (1953).
141. C. Chedester, P. Isaacs, J. Steinberger, Phys. Rev. **82**, 958 (1951).
142. F. H. Tenney, S. Tinlot, Phys. Rev. **92**, 974 (1953).
143. D. H. Stork, Phys. Rev. **93**, 868 (1954).
144. A. M. Shapiro, Phys. Rev. **84**, 1063 (1951).
145. J. O. Kessler, L. M. Lederman, Phys. Rev. **94**, 689 (1954); L. M. Lederman, H. Byfield, J. Kessler, Phys. Rev. **90**, 344 (1953).
146. P. Isaacs, A. Sachs, J. Steinberger, Phys. Rev. **85**, 718 (1952).
147. R. Martin, Phys. Rev. **87**, 1052 (1952).
148. S. J. Lindenbaum, L. Yuan, Phys. Rev. **92**, 1578 (1953).
149. H. H. Heckman, W. H. Barkas, Phys. Rev. **85**, 771 (1952).
150. P. J. Isaacs, A. M. Sachs, J. Steinberger, Phys. Rev. **85**, 803 (1952).
151. R. Wilson, I. Perry, Phys. Rev. **84**, 163 (1951).
152. G. Goldhaber, S. Goldhaber, Phys. Rev. **91**, 467 (1953).
153. A. Morrish, Phil. Mag. **45**, 47 (1954).
154. K. A. Brueckner, R. Serber, K. M. Watson, Phys. Rev. **84**, 258 (1951).
155. S. Fernbach, R. Serber, T. B. Taylor, Phys. Rev. **75**, 1352 (1949).
156. H. A. Bethe, P. R. Wilson, Phys. Rev. **83**, 690 (1951).
157. A. Minguzzi, Nuovo Cim. **12**, 799 (1954).
158. I. F. Tracy, Phys. Rev. **91**, 960 (1953).
159. S. Leonard, Phys. Rev. **93**, 1380 (1954).
160. А. Е. Игнатенко, А. И. Мухин, Е. Б. Озеров, Б. Понтекорво, Доклад на Всесоюзной конференции по физике частиц высоких энергий, 1956.
161. M. W. Aarons, J. Ashkin, F. Feiner, L. Smith, J. G. Gorman, Bull. Am. Phys. Soc. **28**, № 1, 13 (1953).
162. K. J. Button, Phys. Rev. **88**, 956 (1952).
163. G. Shaphir, Phys. Rev. **98**, 269 (1955).
164. М. С. Козодаев, Р. М. Суляев и др., Доклад на Всесоюзной конференции по физике частиц высоких энергий, май 1956.
165. А. Е. Игнатенко, А. И. Мухин, Е. Б. Озеров, Б. Понтекорво, ДАН **103**, 395 (1955).
166. D. E. Nagle, Phys. Rev. **97**, 480 (1955).
167. Б. А. Никольский, Л. П. Кудрин, С. А. Али-Заде, ЖЭТФ (в печати).

168. A. Pevsner, J. Rainwater, R. E. Williams, S. G. Lindenbaum, Phys. Rev. **100**, 1419 (1955).
169. R. Williams, I. Rainwater, A. Pevsner, Phys. Rev. **101**, 412 (1956).
170. R. E. Marshak, Meson Physics, 1952.
171. J. L. Lebow, B. T. Feld, D. H. Frish, L. S. Osborne, Phys. Rev. **85**, 681 (1952).
172. R. M. Litauer, D. Walker, Phys. Rev. **86**, 838 (1952).
173. R. S. White, M. J. Jacobson, A. G. Schulz, Phys. Rev. **88**, 836 (1952).
174. G. F. Chew, H. W. Lewis, Phys. Rev. **84**, 779 (1951); Б. Л. Иоффе, И. М. Шмускевич, ДАН СССР **82**, 869 (1952); G. Morpurgo, Nuovo Cim. **8**, 552 (1951); S. Machida, T. Tamura, Prog. Theor. Phys. **7**, 103 (1952).
175. W. Heckrotte, L. R. Henrich, J. V. Lepore, Phys. Rev. **85**, 490 (1952); W. Heckrotte, L. R. Henrich, J. V. Lepore, Phys. Rev. **87**, 219 (1952); N. C. Francis, R. E. Marshak, Phys. Rev. **85**, 496 (1952).
176. А. М. Балдин, В. В. Михайлов, ДАН **84**, 47 (1952); А. М. Балдин, В. В. Михайлов, ЖЭТФ **23**, 140 (1952); А. М. Балдин, ДАН **96**, 949 (1954).
177. J. W. Dewire, A. Silverman, B. Wolfe, Phys. Rev. **92**, 520 (1953).
178. B. Wolfe, J. W. Dewire, A. Silverman, Phys. Rev. **94**, 756 (1954); B. Wolfe, A. Silverman, J. W. Dewire, Phys. Rev. **99**, 268 (1955).
179. E. Goldwasser, L. Kolster, J. F. Mills Phys. Rev. **95**, 1693 (1954); Phys. Rev. **98**, 239 (1955).
180. W. K. H. Panofsky, J. N. Steinberger, I. Steller, Phys. Rev. **86**, 180 (1952).
181. R. F. Mozley, Phys. Rev. **80**, 493 (1950).
182. M. J. Jacobson, A. G. Schulz, R. S. White, Phys. Rev. **91**, 695 (1953).
183. N. C. Francis, K. M. Watson, Phys. Rev. **89**, 328 (1953).
184. Peterson, Gilbert, White, Phys. Rev. **81**, 1003 (1951).
185. D. Luckey, Phys. Rev. **90**, 711 (1953).
186. М. И. Адамович, Г. В. Кузмичева, В. Т. Ларионова, С. П. Харламов, ДАН **102**, 921 (1955).
187. А. М. Балдин, Доклад на Всесоюзной конференции по физике частиц высоких энергий, 1956.
188. K. M. Crowe, R. M. Friedman, D. C. Hagerman, P. R. **100**, 1799 (1955).
189. H. H. Bingham, I. C. Keck, A. V. Tollesrup, Phys. Rev. **98**, 1187 (1955).
190. I. Chappelaar, Phys. Rev. **99**, 254 (1955).
191. I. W. Rosengen, N. Baron, Phys. Rev. **101**, 410 (1956).
192. А. С. Белоусов, А. В. Куценко, Е. И. Тамм, ДАН **102**, 921 (1955).
193. G. De Saussure, L. S. Osborne, Phys. Rev. **99**, 843 (1955).
194. E. L. Goldwasser, L. I. Koester, Phys. Rev. **100**, 1798 (1955).
195. W. Imhot, V. Perez-Mendez, H. Easterday, Phys. Rev. **100**, 1798 (1955).
196. А. С. Белоусов, Е. И. Тамм, Е. В. Шитов, Доклад на Всесоюзной конференции по физике частиц высоких энергий, 1956.
197. H. Motz, M. Crowe, R. M. Friedman, Phys. Rev. **99**, 673 (1955); Phys. Rev. **98**, 268 (1955).
198. S. B. Jones, B. S. White, Phys. Rev. **78**, 12 (1950).
199. D. A. Hamlin, Nucl. Sci. Abstr. **8**, № 1979 (1954).
200. W. E. Crandall, B. J. Moyer, Phys. Rev. **92**, 749 (1953).
201. C. Richman, N. Weissbluth, H. A. Wilcox, Phys. Rev. **85**, 161 (1952).
202. T. Kinoshita, Phys. Rev. **94**, 1331 (1954).
203. S. Tokunaga, K. Yuasa, K. Nishikawa, T. Issii, J. Phys. Soc. Japan **8**, 571 (1953).
204. Y. Fujimoto, K. Nishijima, T. Okabayashi, K. Takayanagi, Y. Yamaguchi, Prog. Theor. Phys. **5**, 870 (1950).
205. A. H. Rosenfeld, Phys. Rev. **96**, 130 (1954).
206. W. F. Dudziak, Phys. Rev. **95**, 866 (1954).
207. R. W. Hales, B. I. Moyer, Phys. Rev. **89**, 1047 (1953).
208. D. L. Clark, Phys. Rev. **87**, 157 (1952).
209. R. Sagane, Phys. Rev. **90**, 1003 (1953).
210. R. Sagane, W. Dudziak, Phys. Rev. **92**, 212 (1953).

- 211. D. Hamlin, M. Jacobson, I. Merritt, A. Schultz, Phys. Rev. **84**, 857 (1951); I. Merritt, D. A. Hamlin, Phys. Rev. **99**, 1523 (1955).
 - 212. W. Dudziak, Phys. Rev. **94**, 756 (1954).
 - 213. I. Carothers, C. G. Andre, Phys. Rev. **88**, 1426 (1952).
 - 214. H. Bradner, D. O. Connel, B. Rankin, Phys. Rev. **79**, 720 (1950).
 - 215. F. C. Ford, Nucl. Sci. Abstr. **7**, № 2088 (1953).
 - 216. W. Dudziak, Phys. Rev. **90**, 342 (1953).
 - 217. R. Sagane, W. Dudziak, Phys. Rev. **94**, 755 (1954).
 - 218. H. Bradner, S. B. Jones, Phys. Rev. **78**, 90 (1950).
 - 219. P. H. Moulthrop, Phys. Rev. **99**, 1509 (1955).
 - 220. E. M. Henley, G. H. Huddleston, Phys. Rev. **82**, 954 (1953); I. M. Wilcox, B. I. Moyer, Phys. Rev. **98**, 875 (1955).
 - 221. I. E. Carothers, C. G. Andre, Phys. Rev. **99**, 651 (1955).
 - 222. В. В. Алперс, Л. М. Барков, Р. И. Герасимова, И. И. Гуревич, К. Н. Мухин, Б. А. Никольский, Э. П. Топоркова, ЖЭТФ **30**, 1025 (1955).
 - 223. В. М. Сидоров, ЖЭТФ **28**, 727 (1955).
 - 224. М. Г. Мещеряков, И. К. Взорев, В. П. Зрелов, Б. С. Неганов, А. Ф. Шабудин, ЖЭТФ **31**, 55 (1956).
 - 225. M. W. Knapp, W. M. Powell, Phys. Rev. **101**, 1110 (1956).
 - 226. Б. М. Понтекорво, Г. И. Селиванов, ДАН **102**, 253 (1955).
-