

9
А-39

ЛЯГ

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
Лаборатория ядерных проблем

P-171

Д.К.Акимов, О.В. Савченко, Л.М. Сороко

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ $p + p \rightarrow d + \pi^+$ НА
ПОЛЯРИЗОВАННОМ ПУЧКЕ ПРОТОНОВ ПРИ ЭНЕРГИЯХ:
536,616 и 654 МЭВ

*ЖЭТФ, 1958, т 35, в 1, с 87-96.
Nucl. Phys., 1958, v 8, n 6, p 637-649.*

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

1958 г.

А н н о т а ц и я

Угловая зависимость асимметрии в испускании Π^+ -мезонов в реакции $p+p \rightarrow \Pi^+ + d$ была измерена на поляризованном пучке протонов при энергиях: 536, 616 и 654 Мэв. Получены прямые доказательства наличия d -состояния мезонов в реакции $p+p \rightarrow \Pi^+ + d$. Результаты эксперимента согласуются с предположением, что амплитуды S - и d -переходов значительно меньше амплитуды перехода ${}^1D_2 \rightarrow ({}^3S_1, P)_2$. Произведены граничные оценки значений некоторых парциальных сечений.

I. В в е д е н и е

Измерения полных сечений реакции



при энергиях протонов от 460 Мэв до 660 Мэв⁽¹⁾, а также данные для более высоких энергий, полученные в опытах по наблюдению обратной реакции $\pi^+ + d \rightarrow p + p$ при энергиях π^+ -мезона 174-307 Мэв⁽²⁾, позволили сделать вывод о резонансном характере этих двух взаимно-обратных процессов, обусловленном сильным взаимодействием π^+ -мезона и протона в p -состоянии с полным моментом $=3/2$.

Угловые распределения π^+ -мезонов в реакции (I) при энергиях протонов 460-660 Мэв объяснились, исходя из предположения, что испускание π^+ -мезона происходит преимущественно в p -состоянии⁽¹⁾. Однако на основании только этих экспериментов невозможно сделать вполне определенные заключения о соотношении между различными амплитудами и, в частности, невозможно выяснить вопрос об интенсивности переходов в реакции (I) с испусканием π^+ -мезона в d -состоянии.

Более полную информацию о соотношении амплитуд различных переходов могут дать опыты по наблюдению различных поляризационных эффектов. Реакция (I) на поляризованном пучке протонов изучалась при энергии 314 Мэв⁽³⁾, где наблюдавшаяся асимметрия была обусловлена интерференцией между S - и p -состояниями. Аналогичные опыты проводились также при энергии 415 Мэв⁽⁴⁾. Значения асимметрии, полученные в последнем случае под двумя различными углами, интерпретировались авторами⁽⁴⁾ лишь как возможное указание на наличие эффекта - волны.

Известно, что процесс рассеяния Π^+ -мезона на протоне в d -состоянии весьма маловероятен при энергии Π^+ -мезона ~ 150 Мэв и становится заметным только при энергии ~ 300 Мэв⁽⁵⁾, где $\delta_{33} \approx 10^0$, а $\delta_{35} \approx -10^0$. В некоторых работах, например в⁽⁶⁾, предварительно данные о роли d -волны в рассеянии Π^+ -мезона на протонах рассматривались как основание для того, чтобы пренебречь d -состоянием Π -мезона и анализировать как дифференциальное сечение, так и поляризационные эффекты в реакции (I) с учетом только S -и p -состояний.

Однако известная аналогия между резонансными свойствами процесса (I) и резонансом в мезон-нуклонном рассеянии, справедливая в общих чертах, может в действительности существенным образом различаться в деталях. Различие это может быть вызвано участием в процессе (I) второго нуклона. В феноменологической теории процессов образования Π^0 мезонов в $(p-p)$ -столкновениях⁽⁷⁾ показано, что в реакциях $p+p \rightarrow \Pi^+\pi+p$ и $p+p \rightarrow \Pi^0 p+p$ при энергиях протона от 400 Мэв до 900 Мэв с достаточно большой вероятностью наблюдается механизм P -разлета резонансной подсистемы мезон-нуклон в ${}^2P_{3/2}$ -состоянии относительно второго нуклона. Вероятность механизма P -разлета в реакции (I) оказалась весьма малой величиной. Следствием P -разлета в реакции (I) будет испускание Π^+ -мезона в d -, а также S -состоянии. Таким образом, дополнительный момент количества движения, уносимый вторым несвязанным с Π -мезоном нуклоном, может привести к возникновению d -состояния Π^+ -мезона в реакции (I) при отсутствии подобного состояния в мезон-нуклонной подсистеме.

В настоящей работе были получены прямые доказательства наличия d -состояния Π^+ -мезона в реакции (I) при энергиях протонов:

536,616 и 654 Мэв. Из полученных результатов, а также на основании работы (4) следует вывод о том, что эффект d - состояния становится наблюдаемым, начиная с энергии $E_p \sim 400$ Мэв. Данные на поляризованном пучке не позволяют определить всех элементов S - матрицы процесса (I), так как для решения этой задачи необходимо измерить также другие поляризационные эффекты. Однако, если сделать некоторые предположения о соотношении амплитуд переходов в реакции (7), то на основании полученных результатов можно указать минимальные значения вероятностей испускания P -мезонов в S - и d - состояниях.

2. Условия эксперимента

Эксперименты проводились на поляризованном пучке протонов, получаемом при рассеянии на ядрах углерода выведенного из камеры синхротрона пучка неполяризованных протонов с энергией 673 Мэв. Поляризованные протоны, рассеянные "вправо" на угол $6^{\circ}20'$ по отношению к направлению первичного пучка (рис. I), выделялись двумя коллиматорами так, чтобы пучок направлялся на центр отклоняющего магнита, диаметр полюсов которого равнялся 100 см. Между полюсными наконечниками этого магнита в зазоре, равном 13 см, вдоль траектории пучка устанавливались специальной формы шиммы (8), создававшие область неоднородного магнитного поля, по своему действию эквивалентную системе двух квадрупольных линз. Расчетное значение фокусного расстояния линз равнялось 2,5 метрам. Использование такого метода фокусировки позволило увеличить в 3 раза интенсивность пучка поляризованных протонов в месте расположения водородной мишени.

Измерительная аппаратура защищалась от фона, создаваемого первичным пучком и рассеянными частицами, бетонной стеной толщиной 4 метра, а также блоками из свинца, которые располагались на пути первичного пучка после углеродной мишени и в пространстве между ярмом и полюсами магнита. Для создания в месте расположения углеродной мишени более высокой плотности пучка неполяризованных протонов применялись фокусирующие квадрупольные линзы с апертурой 40 мм. При оптимальных значениях тока в обмотках этих линз плотность поляризованного пучка возрастала в 1,7 раза.

Экспериментальная установка состояла из мишени для жидкого водорода⁽⁹⁾, регистрирующих сцинтилляционных счетчиков, одиночного счетчика для определения профиля пучка в процессе измерений, а также ионизационной камеры, которая располагалась после водородной мишени.

Мишень и счетчики юстировались относительно оси 4-метрового коллиматора. Провешивание этой оси осуществлялось с помощью полиамидной нити диаметром 0,2 мм. Контейнер мишени для жидкого водорода юстировался вдоль осевой линии мишени с точностью $\pm 0,3$ мм и закреплялся распорными винтами. Контроль соосности осевой линии мишени и оси коллиматора осуществлялся непосредственно перед каждым опытом и мог производиться с точностью до нескольких долей миллиметра. Нарушения в юстировке мишени устранялись, если величина их превышала (0,4 - 0,5) мм.

Отсутствие скрытой асимметрии в аппаратуре было доказано в опытах на неполяризованном пучке протонов путем регистрации процессов $p + p \rightarrow \pi^+ + d$, не меняя всех остальных условий эксперимента. Значение асимметрии под углом $\theta_{\text{лаб.}} = 20^\circ$, который является

наиболее неблагоприятным в отношении возникновения скрытой асимметрии, оказалось равным $\varepsilon_0 = -(2,4 \pm 1,9)\%$. Помимо этих контрольных измерений были произведены измерения асимметрии при упругом (p-p)-рассеянии на поляризованном пучке протонов под углом $\theta_{\text{лаб.}} = 41^\circ$, которому соответствует $\varepsilon_{pp}^{41^\circ} = 0$. Измеренное значение асимметрии оказалось равным $\varepsilon_{pp}^{41^\circ} = -(0,5 \pm 0,9)\%$.

Как контрольные измерения, так и основные эксперименты проводились при значениях напряженности магнитного поля отклоняющего магнита, соответствующих максимуму интенсивности поляризованного пучка. Чтобы исключить эффект дрейфа в величине угла отклонения протонов, была предусмотрена возможность контроля положения и профиля пучка поляризованных протонов в процессе измерений. Такой контроль осуществлялся с помощью передвижного сцинтилляционного счетчика, расположенного после водородной мишени (рис.1). Счетчик состоял из узкого кристалла толана (дифенилацетилен) размерами $1 \times 40 \times 40$ мм, обращенного к пучку своей узкой гранью. Ток с фотоумножителя этого счетчика регистрировался потенциометром ЭПВ-51. По кривой на ленте с помощью импульсных меток определялось положение центра пучка с точностью ~ 1 мм. Это соответствовало относительному дрейфу тока в обмотках магнита $\sim 0,5\%$ или несоосности пучка и коллиматора $\sim 0,05\%$.

Степень поляризации пучка протонов определялась обычным методом с помощью двойного рассеяния на ядрах углерода под углом $6^\circ 20'$ и оказалась равной $P_I = (44, \pm 2, 4)\%$. В качестве контроля величины P_I была измерена асимметрия ε упругого (p-p)-рассеяния под углом 30° в лабораторной системе координат, значение которой было найдено в работе (10) на поляризованном пучке со степенью поляризации $P_I = (58 \pm 3)\%$. Для используемого пучка было получено значение $\varepsilon_{pp}(30^\circ) = (11,9 \pm 0,6)\%$, в то время как пересчитанное на $P_I = 44\%$

значение асимметрии^(I0) должно было равняться $\epsilon = 12,0\%$.

Энергия поляризованного пучка и разброс по энергиям определялись путем измерения кривых пробега с помощью телескопа из нескольких сцинтилляционных счетчиков, последний из которых был включен на антисовпадения с предыдущими. На рис.2 приведены две кривые пробегов: кривая 1 - на неполяризованном пучке протонов с энергией $E_p = 670$ Мэв и разбросом $\Delta E = \pm 5$ Мэв; кривая 2 - на поляризованном пучке, средняя энергия которого оказалась равной $E_p = 616$ Мэв, а разброс $\Delta E = \pm 7$ Мэв. При вычислении энергии протонов по величине тормозящего фильтра использовались расчетные значения поправочного коэффициента, учитывающего эффект многократного рассеяния протонов в меди^(II).

Остальные характеристики поляризованного пучка при трех энергиях приведены в таблице I. Регистрация вторичных частиц от реакции $p+p \rightarrow \pi^+ + d$ осуществлялась двумя сопряженными телескопами из сцинтилляционных счетчиков, включенными на совпадения. Радиотехническая схема обладала необходимой устойчивостью благодаря применению в телескопах схем совпадений^(I2), имевших отрицательные значения коэффициентов отбора. Телескоп, состоящий из трех счетчиков, регистрировал π^+ -мезоны.

Таблица I.

| | | | |
|---|------------------|------------------|------------------|
| Энергия поляризованного пучка, Мэв | 536 | 616 | 654 |
| Интенсивность, <u>протоны</u> см ² сек | $0,9 \cdot 10^5$ | $5,5 \cdot 10^5$ | $2,8 \cdot 10^5$ |
| Толщина углеродного рассеивателя, г/см ² | 22,9 | 22,9 | 7,3 |
| Толщина углеродного поглотителя на пути первичного пучка, г/см ² | 34,2 | не использовался | |

Дейтронный телескоп состоял из пяти счетчиков. Первые три счетчика были включены на совпадения, а последние два на анти-совпадения с первыми тремя. Между вторым и третьим счетчиками помещался тормозящий медный фильтр, толщина которого соответствовала минимальному пробегу дейтронов от реакции (I) под сопряженным углом. Интервал пробегов задавался фильтром, помещаемым между счетчиками 3 и 4. При таком расположении фильтров телескоп регистрировал дейтроны определенной энергии, а эффективность регистрации реакций $p+p \rightarrow \pi^+ + p+p$ и $p+p \rightarrow \pi^0 + p+p$ при этом значительно уменьшалась. Измерение вклада от этих реакций, а также случайных совпадений между телескопами производилось в условиях, когда толщина тормозящего фильтра, помещаемого между счетчиками 2 и 3, увеличивалась настолько, что процесс (I) не регистрировался. Величина фона не превышала 10% эффекта от исследуемого процесса $p+p \rightarrow \pi^+ + d$. Угловое разрешение телескопа под углом $\theta_{\pi}^{lab} = 20^\circ$ ($\theta_{\pi}^{c.ц.м.} = 35^\circ$) составляло $\pm 1,9$ ($\pm 3^\circ$ в с.ц.м.), а под углом $\theta_{\pi}^{lab} = 96^\circ$ ($\theta_{\pi}^{c.ц.м.} = 130^\circ$) $\pm 2,5$ ($\pm 2^\circ$ в с.ц.м.).

3. Результаты и их обсуждение.

Как известно⁽⁶⁾, дифференциальное сечение реакции $p+p \rightarrow \pi^+ + d$ на поляризованном пучке протонов имеет вид:

$$K^2 \frac{d\sigma(\theta, \varphi)}{d\Omega} = (\gamma_0 + \gamma_2 \cos^2 \theta + \gamma_4 \cos^4 \theta) +$$

$$+ P \sin \theta \cos \varphi (\lambda_0 + \lambda_1 \cos \theta + \lambda_2 \cos^2 \theta + \lambda_3 \cos^3 \theta),$$

(2)

где P - степень поляризации пучка, а коэффициент γ и λ (13) определяются элементами S -матрицы процесса (I). В нашем случае

испускание Π^+ -мезона "вправо" соответствует азимутальному углу $\psi = \pi$, а вектор поляризации P направлен "вниз" (I4, I5).

В проводимых экспериментах измерялась право-левая асимметрия $\xi = \frac{R-L}{R+L}$ при углах испускания Π^+ -мезона от 35° до 130° .

Результаты измерения ξ при трех энергиях приведены на рис.3. При анализе полученных экспериментальных данных вводилась величина

$$\Lambda = \frac{\xi}{P \sin \theta} \cdot \frac{4\pi}{\sigma_{\text{полн}}} \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{неполн.}} \quad (3)$$

где P - степень поляризации. Нормирующий множитель $\left(\frac{\sigma}{4\pi} \right)$ служит для удобства проведения анализа величины асимметрии (I) в широкой области энергий.

Дифференциальное сечение $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)$ непол на неполяризованном пучке протонов, а также полные сечения $\sigma_{\text{полн}}$ для реакции $p+p \rightarrow \pi^+ + d$, значения которых использовались при вычислении Λ , получены путем усреднения результатов работ (I, 2, I6) и были приняты следующими:

| | | |
|--------------------|--|--|
| 1) $E_p = 654$ Мэв | $\frac{d\sigma}{d\Omega} = 0,27 + \cos^2 \theta$ | $\sigma_{\text{полн.}} = 3,1 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ |
| 2) $E_p = 616$ Мэв | $\frac{d\sigma}{d\Omega} = 0,22 + \cos^2 \theta$ | $\sigma_{\text{полн.}} = 3,14 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ |
| 3) $E_p = 536$ Мэв | $\frac{d\sigma}{d\Omega} = 0,24 + \cos^2 \theta$ | $\sigma_{\text{полн.}} = 2,42 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ |

Значения величины Λ в зависимости от $\theta_{\text{п}}$ в системе координат центра масс приведены на рис.4 для энергий протонов: 654 Мэв, 616 Мэв, 536 Мэв. В отсутствие d -переходов величина Λ при заданной энергии должна быть постоянной. Тот факт, что в эксперименте, как это видно из графиков, обнаружена сильная угловая зависимость $\Lambda(\theta_{\text{п}})$, служит прямым доказательством d -состояний Π^+ -мезона в реакции (I) при всех трех значениях энергии. Экспериментальные значения $\Lambda(\theta_{\text{п}})$ аппроксимировались выражениями

$$\Lambda = \frac{1}{(\chi_0 + \frac{1}{3}\chi_2)} (\lambda_0 + \lambda_1 \cos \theta + \lambda_2 \cos^2 \theta)$$

с помощью метода ортогональных полиномов (17). Значения коэффициентов λ_i и ошибки получились следующими:

Таблица 2.

| Er МэВ | λ_0 $\chi_0 + \frac{1}{3}\chi_2$ | λ_1 $\chi_0 + \frac{1}{3}\chi_2$ | λ_2 $\chi_0 + \frac{1}{3}\chi_2$ | $\frac{\delta \lambda_0 \delta \lambda_1}{(\chi_0 + \frac{1}{3}\chi_2)^2}$ | $\frac{\delta \lambda_0 \delta \lambda_2}{(\chi_0 + \frac{1}{3}\chi_2)^2}$ | $\frac{\delta \lambda_1 \delta \lambda_2}{(\chi_0 + \frac{1}{3}\chi_2)^2}$ |
|-----------|---|---|---|--|--|--|
| 654 | 0,18 ⁺ 0,03 ⁻ | 0,20 ⁺ 0,06 ⁻ | 1,05 ⁺ 0,10 ⁻ | -2,2 · 10 ⁻⁴ | -14,0 · 10 ⁻⁴ | -15,0 · 10 ⁻⁴ |
| 616 | 0,09 ⁺ 0,03 ⁻ | 0,05 ⁺ 0,08 ⁻ | 1,06 ⁺ 0,11 ⁻ | -7 · 10 ⁻⁴ | -5,5 · 10 ⁻⁴ | -5 · 10 ⁻⁴ |
| 536 | -0,003 ⁺ 0,04 ⁻ | 0,15 ⁺ 0,12 ⁻ | 0,87 ⁺ 0,20 ⁻ | -1,1 · 10 ⁻³ | -3,4 · 10 ⁻³ | -7,7 · 10 ⁻³ |

Достоверные значения коэффициента λ_3 из полученных экспериментальных данных определить не удалось. Для определения этого коэффициента необходимо было произвести весьма трудные измерения асимметрии под углами θ_{π} , близкими к 0° и 180°, где эффект асимметрии исчезает благодаря наличию зависимости $\sim \sin \theta_{\pi}$. Наименьшие значения ошибок в коэффициентах получаются при трех членах разложения, что позволяет оборвать разложение на члене $\sim \cos^2 \theta_{\pi}$. Вопрос о действительных значениях коэффициента λ_3 следует рассматривать вместе с задачей об определении коэффициента χ_4 в угловом распределении на неполяризованном пучке, так как и тот и другой определяются выражениями, квадратичными относительно амплитуд d -переходов, которые, как показано ниже, достаточно малы.

Изменение зависимости $\Lambda(\theta_{\pi})$ при переходе от одной энергии к другой, обнаруженное в настоящей работе, можно проследить в области еще меньших значений, если воспользоваться результатами

экспериментов, выполненных при энергиях 415 Мэв (4) и 314 Мэв (3),

В использованных здесь обозначениях результаты этих работ можно представить следующим образом.

Таблица 3.

| $E_p, \text{ Мэв}$ | $\frac{\lambda_0}{(\gamma_0 + \frac{1}{3}\gamma_2)}$ | $\frac{\lambda_2}{(\gamma_0 + \frac{1}{3}\gamma_2)}$ | $\frac{\delta\lambda_0 \delta\lambda_2}{(\gamma_0 + \frac{1}{3}\gamma_2)^2}$ |
|--------------------|--|--|--|
| 415 | $-0,34 \pm 0,05$ | $0,43 \pm 0,28$ | $-6,2 \cdot 10^{-3}$ |
| 314 | $-0,22 \pm 0,03$ | - | - |

Как видно из рис. 4, при энергии протонов $E_p \sim 500$ Мэв наблюдается изменение знака асимметрии. Значения коэффициентов

$$\frac{\lambda_0}{(\gamma_0 + \frac{1}{3}\gamma_2)}, \quad \frac{\lambda_1}{(\gamma_0 + \frac{1}{3}\gamma_2)}, \quad \frac{\lambda_2}{(\gamma_0 + \frac{1}{3}\gamma_2)}$$

приведены на рис. 5 в зависимости от импульса P -мезона в с.о.м., выраженного в единицах $\bar{m}_\pi c$. При нулевой энергии может осу-

ществляться только S -состояние мезона и все коэффициенты

должны обращаться в нуль. При малых значениях импульса P^+ -мезона

коэффициент $\frac{\lambda_0}{(\gamma_0 + \frac{1}{3}\gamma_2)}$, будучи отрицательным, возрастает

по мере увеличения импульса P^+ -мезона, достигает экстремального значения, затем уменьшается и, пройдя через нулевое значение

при $E_p \sim 530$ Мэв, вновь возрастает, но уже с положительным знаком.

Когда η мало, изменение $\frac{\lambda_0}{(\gamma_0 + \frac{1}{3}\gamma_2)}$ связано с возрастанием эффективной амплитуды P -волны по отношению к S -амплитуде.

При больших значениях η к $(S-p)$ -интерференции прибавляется

$(p-d)$ -интерференция. По-видимому, эффекты этих двух интерферен-

ций сравнимы друг с другом, начиная с энергий протонов, при которой

коэффициент $(\frac{\lambda_0}{\gamma_0 + \frac{1}{3}\gamma_2})$ проходит через экстремальные значения.

Подтверждение этого следует из того факта, что коэффициент

$(\frac{\lambda_2}{\gamma_0 + \frac{1}{3}\gamma_2})$, обусловленный интерференцией только между p - и d -состояниями, становится наблюдаемым

при энергии $E_p \sim 400$ Мэв. Коэффициент $\frac{\lambda_1}{(\gamma_0 + \frac{1}{3}\gamma_2)}$, связанный с эффектами (s-d) и (d-d) - интерференции, оказался очень малой величиной, и его с трудом удалось обнаружить в наших экспериментах.

Все эти результаты можно одновременно объяснить, если допустить, что при $E_p \sim 600$ Мэв амплитуда перехода ${}^1D_2 \rightarrow {}^3S_{1, P_2}$ значительно превышает значения s- и d-амплитуды. В этом случае доступными для наблюдения окажутся только (s-p) и (p-d) интерференции, в то время как (s-d) и (d-d) - интерференции будут соответствовать эффектам второго порядка малости.

Проведенные эксперименты на поляризованном пучке протонов, дополнив существенным образом информацию о реакции (I), еще не позволяет найти значения всех элементов S-матрицы, связанных с этой реакцией. Однако, используя малость s- и d-амплитуд, можно произвести некоторые оценки парциальных сечений. При этом необходимо учесть, что d-переходы в реакции (I) связаны с изменением орбитального момента в системе двух нуклонов до и после реакции, а также четности. Это обстоятельство приводит к очень малой вероятности d-переходов. Особенно затруднены должны быть переходы ${}^3F_2 \rightarrow ({}^3S, d)_2$ и ${}^3F_3 \rightarrow ({}^3S, d)_3$, связанные с изменением орбитального момента в системе двух нуклонов, равным $\Delta l = 3$. Это позволяет положить амплитуды этих переходов равными нулю и для граничных оценок парциальных сечений получить значения:

$$\sigma({}^1S_0 \rightarrow {}^3S, P_0) \gg 10^{-3} \sigma_{\text{полн}}^{\text{pp}\pi^+d}; \quad \sigma(s+d) \gg 5,4 \cdot 10^{-2} \sigma_{\text{полн}}^{\text{pp}\pi^+d};$$

$$\sigma({}^1D_2 \rightarrow {}^3S, P_2) \leq 0,945 \sigma_{\text{полн}}^{\text{pp}\pi^+d}.$$

4. В в о д н ы .

1. Эксперименты по измерению асимметрии в дифференциальном сечении реакции $p + p \rightarrow d + \pi^+$ на поляризованном пучке протонов при энергиях: 536,616 и 654 Мэв доказывают наличие испускания π^+ -мезона в d - состоянии.

2. Из анализов результатов данной работы, а также работ (3,4) следует, что эффект d -состояния π^+ -мезона в опытах на поляризованном пучке становится наблюдаемым, начиная с энергии протонов $E_p \sim 400$ Мэв.

3. Полученные результаты совместимы с предположением, что амплитуды переходов с испусканием π^+ -мезона в S - и d - состояниях малы по сравнению с амплитудой перехода ${}^1D_2 \rightarrow ({}^3S_1, P)_2$ во всей исследуемой области энергии.

4. В предположении, что переходами из начальных 3F_2 - и 3F_3 - состояний можно пренебречь, получены следующие граничные оценки: $\sigma({}^1S_0 \rightarrow {}^3S_1, P_0) \gg 10^{-3} \sigma_t(pp \rightarrow d\pi^+)$, $\sigma(S+d) \gg 5.4 \cdot 10^{-2} \sigma_t(pp \rightarrow d\pi^+)$,
 $\sigma({}^1D_2 \rightarrow {}^3S_1, P_2) \leq 0.945 \sigma_t(pp \rightarrow d\pi^+)$.

5. Феноменологическая теория образования π -мезонов в $(p-p)$ соударениях С.Мандельштама (7) согласуется с полученными оценками.

В заключение авторы выражают благодарность М.Г.Мещерякову, Б.С.Неганову и Л.И.Лapidусу за обсуждение работы, а также Н.П.Клепикову и С.Н.Соколову за помощь при обработке экспериментальных данных.

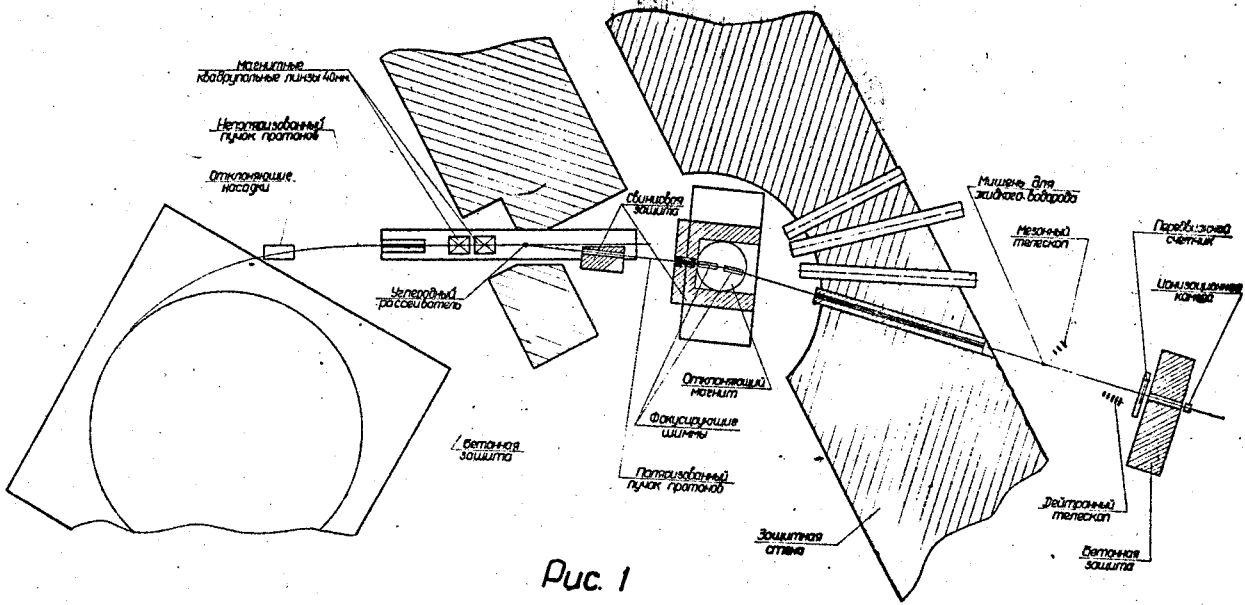


Рис. I . Схема эксперимента.

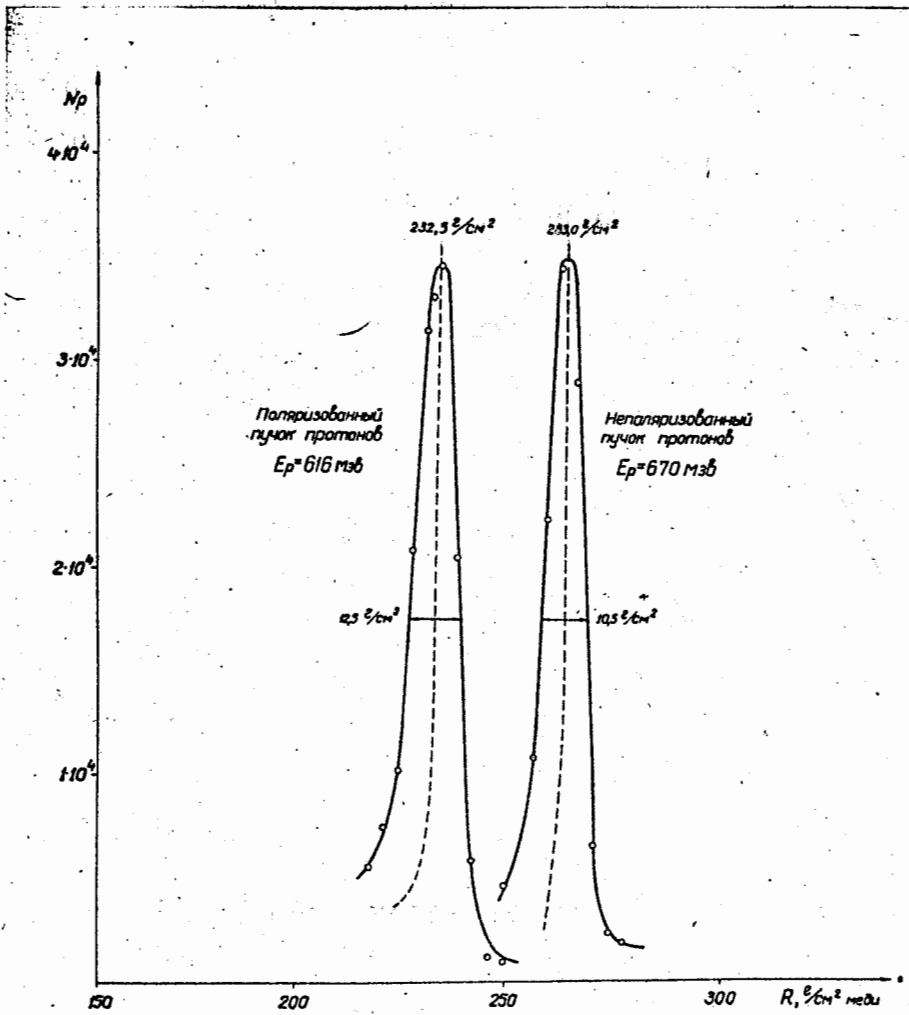


Рис. 2. Кривые пробегов протонов в меди.

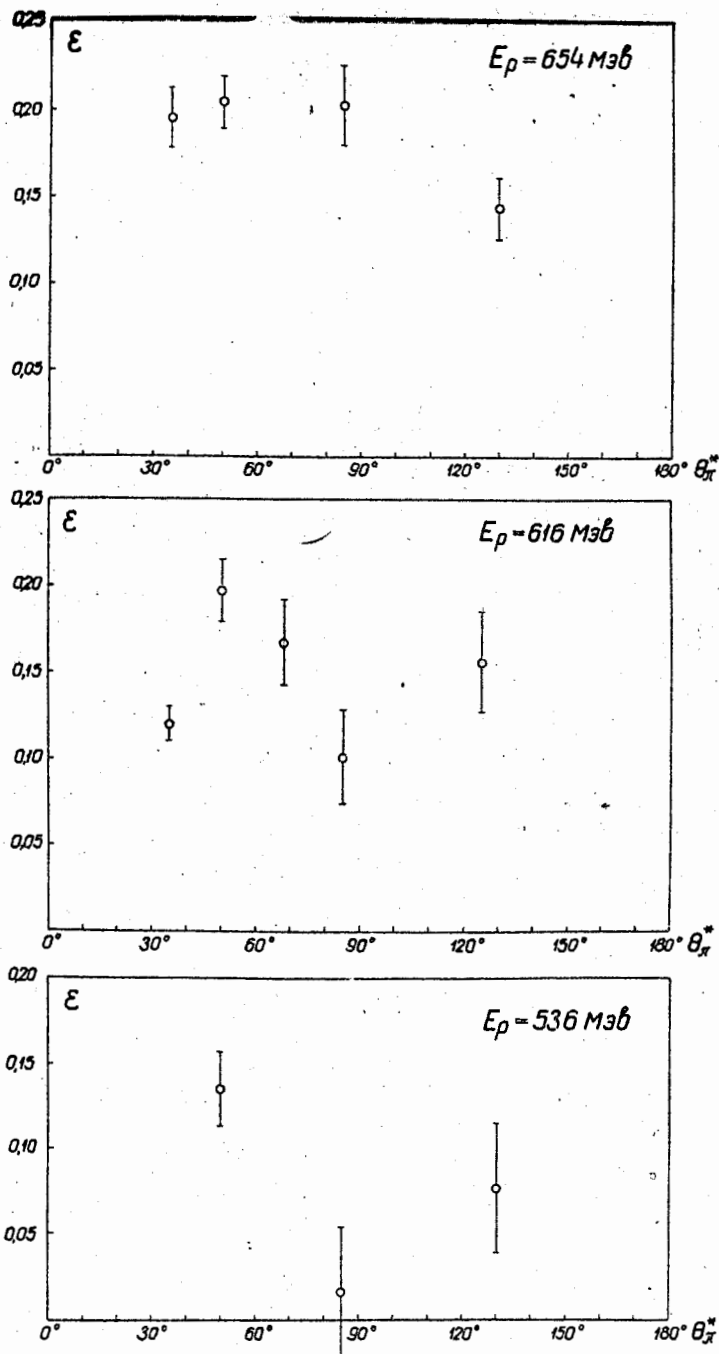


Рис. 3. Измеренные значения асимметрии ϵ в реакции $p + p \rightarrow d + \pi^+$

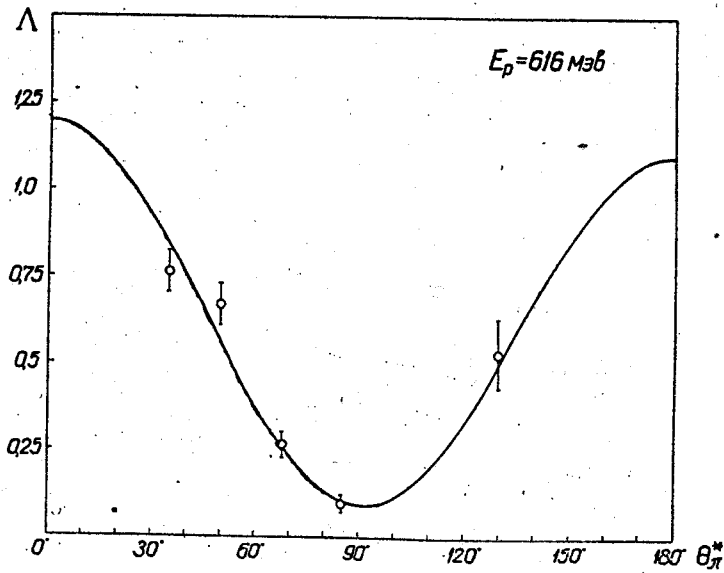
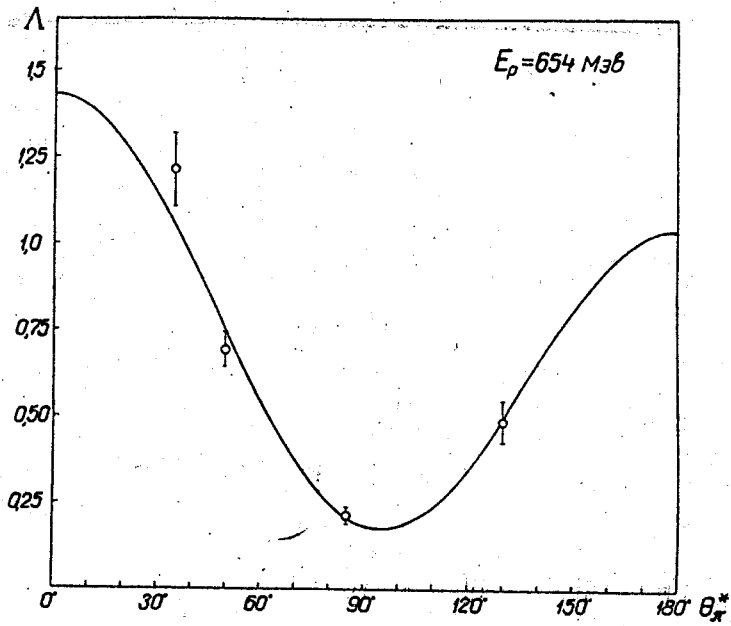


Рис. 4. Кривые зависимости $\Lambda(\theta_L)$.

$E_p = 654$ Мэв.

$E_p = 616$ Мэв.

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

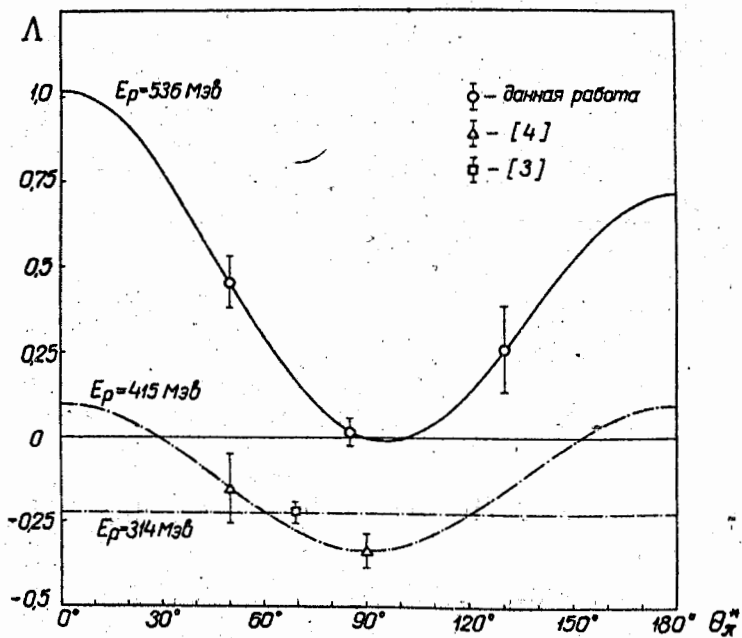


Рис. 4а Кривые зависимости $\Lambda(\theta_{\text{л}})$.

$E_p = 536, 415$ и 314 Мэв.

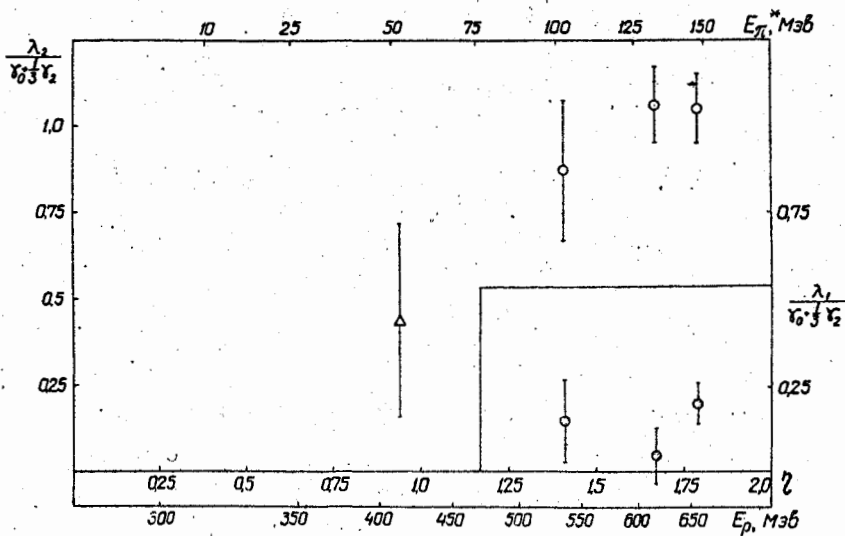
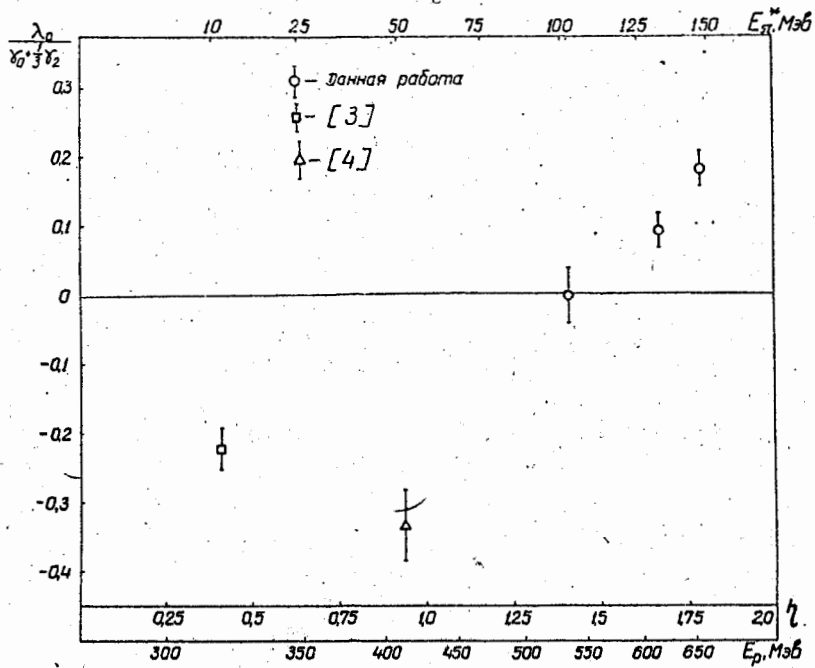


Рис. 5. Измеренные значения коэффициентов

$$\frac{\lambda_0}{\gamma_0 + \frac{1}{3}\gamma_2}, \quad \frac{\lambda_1}{\gamma_0 + \frac{1}{3}\gamma_2}, \quad \frac{\lambda_2}{\gamma_0 + \frac{1}{3}\gamma_2}$$

в зависимости от импульса η -мезона.

Л и т е р а т у р а

1. М.Г.Мещеряков, Б.С.Неганов, ДАН СССР, 100, 677 (1955)
2. Б.С.Неганов, Л.Б.Парфенов, ЖЭТФ (в печати).
3. Ф.Кроуфорд, М.Стивенсон, *Phys Rev*, 95, 1112 (1954).
4. Т.Филдс, И.Фокс, И.Кейн, Р.Столвуд, Р.Саттон, *Phys Rev*, 96, 812 (1954).
5. А.И.Мухин, Е.Б.Озеров, Б.М.Понтекорво, Е.Л.Григорьев, А.Н.Митин. Доклад на симпозиуме в ЦЕРНе, 1956 г.
6. Ф.Мандл, Т.Регге, *Phys Rev*, 99, 1478 (1955).
7. С.Мандельштам (Бирмингем, Англия) Резонансная модель образования π -мезонов в нуклон-нуклонных соударениях при сравнительно низких энергиях, Препринт, 1957 г.
8. В.И.Данилов, О.В.Савченко, Метод фокусировки заряженных частиц от ускорителей. (ОИЯИ), 1958 г.
9. А.Богомолов, В.Вовченко, Л.Сороко и И.Етырин, Мишень для жидкого водорода и дейтерия, ОИЯИ, 1958 г.
10. М.Г.Мещеряков, С.Б.Нурушев, Г.Д.Столетов, ЖЭТФ, 33,37,1957г.
11. В.П.Зрелов (частное сообщение), 1957 г.
12. Ю.К.Акимов, ПТЭ, 1, 95, 1957г.
13. Л.М.Сороко "Поляризационные эффекты в реакции $p+p \rightarrow \pi^+ + d$ с учетом S -, P - и d - состояний π^+ мезона: ОИЯИ, 1958г.
14. Л.Маршал и Дж.Маршал, *Phys Rev*, 98, 1398 (1955)
15. Х.Брайдер, В.Айзбелл, *Phys Rev*, 108, 463 (1957).
16. В.П.Джелепов, В.С.Киселев, К.О.Оганесян, В.Б.Флягин, ЖЭТФ (в печати), 1958г.
17. Н.П.Клепиков, С.Н.Соколов. Обработка экспериментальных данных по методу максимума правдоподобия, ОИЯИ, 1958г.