

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

С 346

П-803

А. Прокеш

1832

ИЗУЧЕНИЕ КВАЗИУПРУГОГО π^- -N-РАССЕЯНИЯ
ПРИ ЭНЕРГИИ 9 ГЭВ С ПОМОЩЬЮ
КСЕНОНОВОЙ ПУЗЫРЬКОВОЙ КАМЕРЫ

Автореферат диссертации на соискание
ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель —
кандидат физико-математических
н а у к

И. М. Граменицкий

А. Прохеш

1832

С 346

П-803

ИЗУЧЕНИЕ КВАЗИУПРУГОГО π^-N -РАССЕЯНИЯ
ПРИ ЭНЕРГИИ 9 ГЭВ С ПОМОЩЬЮ
КСЕНОНОВОЙ ПУЗЫРЬКОВОЙ КАМЕРЫ

Автореферат диссертации на соискание
ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель —
кандидат физико-математических
наук

И. М. Граменицкий

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Дубна 1984

2326
в.

Изучение упругих столкновений элементарных частиц при высоких энергиях может дать важные сведения об их структуре и характере взаимодействия. Поэтому понятен большой интерес к исследованию упругого рассеяния сильновзаимодействующих частиц на протонах. Не менее интересно изучение упругого рассеяния на нейтронах. Однако ввиду отсутствия пейтронных мишеней такой процесс может быть исследован только на ядрах. Возникает вопрос, какие ядра - тяжелые или легкие - являются более удобными для исследования такого процесса. Поскольку нейтроны связаны в ядре, то в отличие от рассеяния на свободных протонах необходимо учитывать импульс Ферми. С этой точки зрения имеет преимущество только дейтерий. В остальных ядрах значение импульса Ферми нуклонов много больше, чем в дейтерии, и очень медленно растет с увеличением массового числа ядра. Поэтому практически безразлично, на легких, средних или тяжелых ядрах проводить данные исследования (кроме дейтерия).

Основной фон при изучении квазиупругого π^-p -рассеяния (под квазиупругим понимается упругое рассеяние на связанном нуклоне) составляют взаимодействия типа $\pi^+ + n \rightarrow \pi^- + p + m \pi^0$, ($m=1, 2, 3, \dots$) с последующим распадом $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$. Поэтому для надежного отделения фоновых событий от квазиупругих π^-p -рассеяний требуется применение методов, обладающих большой эффективностью регистрации γ -квантов. С этой точки зрения использование пузырьковых камер с тяжелой рабочей жидкостью является более подходящим, чем камер с легкими жидкостями.

С другой стороны, неблагоприятным обстоятельством при использовании тяжелых ядер для исследования квазиупругого π^-p -рассеяния является большая вероятность взаимодействия вторичных частиц в родительском ядре. Однако этот эффект можно учесть, если рабочей жидкостью камеры является вещество, состоящее из одного элемента (например из ксенона), и если известно сечение π^-p -рассеяния на свободных протонах при данной энергии. Зная число протонов в ядре Xe ($Z=54$) и определяя сечение квазиупругого π^-p -рассеяния на ядро, можно определить эффективное число протонов в ядре Xe, ответственных за квазиупругое π^-p -рассеяние, т.е. определить "коэффициент экранирования". Предполагая, что "коэффициент экранирования" для протонов и нейтронов одинаков, можно найти сечение квазиупругого π^-p -рассеяния.

Следовательно, трудности, возникающие при использовании ксеноновой пузырьковой камеры для исследования π^-p -рассеяния, можно обойти. В то же время ксеноновая камера, обладающая большой эффективностью регистрации γ -квантов ($\sim 80\%$), имеет преимущество перед другими методиками.

Изучению квазиупругого π^-p -рассеяния посвящена основная часть настоящей диссертации.

При отборе квазиупругих π^-p -взаимодействий в нашем распоряжении оказался материал для изучения не менее интересной проблемы - рождения π^0 -мезонов в кулоновском поле ядра (однолучевые события с двумя γ -квантами). Поскольку при фиксированной энергии первичных частиц сечение этого процесса растет квадратично с числом протонов в ядре Z , ксеноновая пузырьковая камера со своей высокой эффективностью регистрации γ -квантов и достаточно большим Z является удобным прибором для изучения этого процесса.

Анализ экспериментальных данных по рассеянию сильновзаимодействующих частиц ввиду отсутствия теории ядерных сил проводится, как правило, с помощью феноменологических моделей. Одной из них, получившей большое распространение несколько лет тому назад, является оптическая модель нуклона. В последние несколько лет в связи с новыми идеями в теории сильных взаимодействий экспериментальные данные по упругому рассеянию анализируются с точки зрения так называемой теории комплексных орбитальных моментов (теории движущихся полюсов Редже).

В первой главе диссертации приведены основные идеи оптической модели ядра и нуклона, а также теории полюсов Редже.

Во второй главе описывается методика эксперимента. Были использованы снимки, полученные при облучении 24-х литровой ксеноновой пузырьковой камеры π^- в пучке π^- -мезонов с импульсом 9 Гэв/с на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ. Примесь μ^- -мезонов в пучке по расчетам составляла ~7%. Камера работала при температуре -20°C и давлении 40 атм. Фотографирование производилось двумя объективами с базой 181 мм на одну пленку шириной 65 мм, масштаб фотографирования был равен 1:8,7. Всего было получено около 100 000 фотографий, однако при изучении квазиупругого π^-p -рассеяния было использовано ~33 000, при изучении кулоновской генерации π^0 -мезонов ~55 000 снимков. Снимки просматривались дважды. При этом регистрировались одно- и двухлучевые события, и определялось число γ -квантов и V^0 -частиц, испущенных из этих звезд. Эффективность двукратного просмотра составляла 96%. Всего было отобрано 505 однолучевых событий с углом рассеяния $\theta_p \geq 2^\circ$ и 457 двухлучевых событий без γ -квантов и V^0 -частиц. События измерялись на микроскопах УИМ-21 и необходимые величины вычислялись на электронно-счетной машине. Точность измерения координат была равна: $\Delta X = 0,1$ мм, $\Delta Y = 0,3$ мм, $\Delta Z = 0,6$ мм (в пространстве камеры).

В третьей главе диссертации приведены результаты эксперимента по квазиупругому π^-p -рассеянию ^{1,2,3/}. Глава IV посвящена обсуждению результатов.

1. Квазиупругие π^-p -рассеяния и "коэффициент экранирования"

При идентификации квазиупругих π^-p -рассеяний надо учитывать импульс Ферми, который в определенных границах нарушает соотношение угол-импульс и копланарность. Был разработан метод определения импульса Ферми для событий с протоном, останавливающимся в камере. Квазиупругими считались события, в которых импульс Ферми не превышал 500 Мэв/с. Верхняя граница 500 Мэв/с была выбрана в соответствии с данными по распределению импульсов Ферми, приведенными в работах ^{4,5/}. Для событий, в которых протон не останавливался в камере, оценка фермиевского импульса проводилась способом, описанным в работах ^{6,7/}.

Всего было отобрано 180 квазиупругих π^-p -рассеяний. После введения поправок на эффективность просмотра и азимутальный угол получилось 213 событий, из них 171 событие с углом рассеяния $\theta_p \geq 2^\circ$, что соответствует сечению квазиупругого π^-p -рассеяния

$$\sigma_{pr}^{xe}(\geq 2^\circ) = (7,3 \pm 0,8) \text{ мб.} \quad (1)$$

Полученное значение σ_{pr}^{xe} было использовано для определения коэффициента экранирования $\eta_{\text{экср}}(\geq 2^\circ) = \frac{\sigma_{pr}^{xe}(\geq 2^\circ)}{Z \sigma_{pr}(\geq 2^\circ)} = 0,049 \pm 0,004$. Расчет по методу Монте-Карло была оценена доля событий, в которых медленный протон не смог преодолеть кулоновский барьер. После введения поправки, учитывающей такие события, "коэффициент экранирования" оказался равен

$$\eta = 0,063 \pm 0,005. \quad (2)$$

2. Сечение квазиупругого π^-p -рассеяния

В найденное число однолучевых событий были введены поправки, учитывающие эффективность просмотра, азимутальный угол и неупругие однолучевые события, в которых γ -кванты и V^0 -частицы вышли из рабочего объема камеры без конверсии или распада, соответственно. После введения поправок число однолучевых событий оказалось равным $N_1(\geq 2^\circ) = 719$. Однако среди этих событий, кроме π^-p -взаимодействий, присутствуют также π^-p -взаимодействия, в которых протон отдачи был поглощен в родительском ядре или испытал перезарядку. Для оценки доли таких π^-p -взаимодействий проводился расчет по методу Монте-Карло. Была принята модель ядра в виде сферы, заполненной вырожденным ферми-газом, и прослеживалась судьба падающего π^- -мезона и вторичных частиц внутри ядра. Отбирались только такие каскады, в которых взаимодействия всех частиц были упругими и число заряженных частиц, вышедших из ядра, было не более двух. Отобранные каскады классифицировались на 7 групп $K_1 \div K_7$ - в зависимости от типа нуклона, на котором произошло первое рассеяние,

а также в зависимости от того, взаимодействовали ли вторичные частицы в родительском ядре, и каким стало событие в результате этих взаимодействий. Классификация каскадов приведена в таблице 1. Кроме того, были получены данные об угловом и импульсном распределении частиц, вышедших из ядра.

Т а б л и ц а 1

Тип каскада	Тип первого взаимодействия	Присутствие взаимодействий вторичных частиц	Тип события
K_1	$\pi^- - n$	нет	однолучевое
K_2	$\pi^- - n$	да	однолучевое
K_3	$\pi^- - n$	да	двухлучевое
K_4	$\pi^- - p$	нет	двухлучевое
K_5	$\pi^- - p$	нет	однолучевое (из-за кулоновского барьера)
K_6	$\pi^- - p$	да	двухлучевое
K_7	$\pi^- - p$	да	однолучевое

Результаты расчета по методу Монте-Карло были использованы для определения числа $\pi^- - p$ - взаимодействий, перешедших в однолучевые события: $M_1 = \frac{N_{K_5} + N_{K_7}}{N_{K_4}} N_{\pi}(\geq 2^\circ) = 181$.

Величина $(N_1(\geq 2^\circ) - M_1) = 518$ представляет собой число $\pi^- - n$ - рассеяний, в которых вторичные частицы не взаимодействовали в ядре или после вторичных взаимодействий оставили событие однолучевым. Число $\pi^- - p$ - рассеяний, в которых вторичные частицы не взаимодействовали в ядре, было найдено также с помощью результатов расчета по методу Монте-Карло: $N_{\pi n}(\geq 2^\circ) = (N_1(\geq 2^\circ) - M_1) \frac{N_{K_1}}{N_{K_1} + N_{K_2}} = 265$. Сечение квазиупругого $\pi^- - n$ - рассеяния на ядро оказалось равным

$$\sigma_{\pi n}^{Xe}(\geq 2^\circ) = (11,3 \pm 0,8) \text{ мб}, \quad (3)$$

Используя значение "коэффициента экранирования" $\eta = 0,063$, можно определить сечение квазиупругого $\pi^- - p$ - рассеяния на один нейтрон:

$$\sigma_{\pi n}(\geq 2^\circ) = \frac{\sigma_{\pi n}^{Xe}(\geq 2^\circ)}{\eta(A-Z)} = (2,31 \pm 0,26) \text{ мб}, \quad (4)$$

где $(A-Z) = 77$ - число нейтронов в ядре Xe .

3. Дифференциальное сечение упругого π^- - p -рассеяния

Для определения дифференциального сечения π^- - p -рассеяния из углового распределения однолучевых событий было вычтено угловое распределение π^- - p -рассеяний, перешедших в класс однолучевых случаев, т.е. событий типа K_6 и K_7 . Полученное угловое распределение относится к случаям квазиупругого π^- - p -рассеяния как без вторичных взаимодействий, так и с вторичными взаимодействиями, оставляющими события однолучевыми. При этом угловое распределение π^- -мезонов искажают только такие случаи, в которых взаимодействует вторичный π^- -мезон. Оценки показали, что доля таких взаимодействий составляет всего лишь ~ 3% от числа π^- - p -событий. Поэтому угловое распределение однолучевых случаев, полученное после вычитания π^- - p -рассеяний типа K_6 и K_7 , было использовано для определения вида дифференциального сечения квазиупругого π^- - p -рассеяния. Полученное дифференциальное сечение нормировалось на $\sigma_{\pi^-}(\geq 2^\circ) = (2,31 \pm 0,26)$ мб. Следует подчеркнуть, что полученное дифференциальное сечение относится к рассеянию π^- -мезонов на связанных нейтронах. Отличие этого сечения от дифференциального сечения рассеяния на свободных нейтронах определяется главным образом влиянием запрета Паули и фермиевским движением нейтронов в ядре. Поправки, учитывающие влияние этих факторов, были найдены сравнением углового распределения упругого π^- - p -рассеяния с распределением квазиупругого π^- - p -рассеяния, полученным в результате расчета по методу Монте-Карло. После внесения этих поправок было получено дифференциальное сечение π^- - p -рассеяния, которое можно рассматривать как рассеяние на свободном нейтроне. Оно приведено на рис. 1.

Согласно гипотезе об изотопической инвариантности, следует ожидать, что сечения π^- - p - и π^+ - p -рассеяний будут совпадать. Поэтому полученные нами данные по π^- - p -рассеянию сравнивались с дифференциальным сечением π^+ - p -рассеяния при 8,8 Гэв/с^{19/} и 8,5 Гэв/с^{19/} (см. рис. 1). Авторы работ^{18,19/} представляли дифференциальное сечение π^+ - p -рассеяния в виде $\frac{d\sigma}{dt} = \exp(A + Bt + Ct^2)$, где t - переданный 4-импульс A, B, C - параметры, не зависящие от t . Параметры A, B, C , полученные для π^+ - p - и π^- - p -рассеяний, приведены в таблице 2. Можно видеть, что в пределах ошибок их значения совпадают.

Полное упругое сечение π^- - p -рассеяния было получено интегрированием $\frac{d\sigma}{dt}$ в пределах от $-t=0$ до $-t=1,2$ (Гэв/с)² и оказалось равным

$$\sigma_{\pi^-} = (4,98 \pm 0,56) \text{ мб.} \quad (5)$$

Т а б л и ц а 2

Взаимодей- ствие	P_{π}	A	B	C
$\pi^- - \pi$	9,0 Гэв/с	$3,75 \pm 0,25$	$9,22 \pm 1,20$	$3,25 \pm 1,14$
$\pi^+ - p$	8,8 Гэв/с ^{/8/}	$3,68 \pm 0,03$	$8,79 \pm 0,23$	$2,38 \pm 0,32$
$\pi^- - p$	8,5 Гэв/с ^{/9/}	$3,509 \pm 0,081$	$7,94 \pm 0,35$	$1,47 \pm 0,40$

Данные по $\pi^- - \pi$ -рассеянию анализировались также с точки зрения оптической модели нуклона^{/10,11/}. Оказалось, что экспериментальные данные в интервале углов $0,935 < \cos \theta^* < 0,985$ можно удовлетворительно описать при следующих оптических параметрах нейтрона: радиус нейтрона $R = 1,08 \cdot 10^{-13}$ см, коэффициент поглощения $K = 0,58 \cdot 10^{-13}$ см⁻¹, изменение действительной части волнового вектора падающего π^- -мезона $k_1 = 0,11 \cdot 10^{-13}$ см⁻¹. Оптические параметры нейтрона, полученные в работе^{/12/} при импульсе π^- -мезонов 2,8 Гэв/с, оказались равными: $R = 1,05 \cdot 10^{-13}$ см, $K = 0,71 \cdot 10^{-13}$ см⁻¹, $k_1 = 0$.

4. $\pi^- - \pi$ -рассеяние в заднюю полусферу

При изучении квазиупругого $\pi^- - \pi$ -рассеяния был зарегистрирован один случай рассеяния π^- -мезона в заднюю полусферу в лабораторной системе координат (θ_{π} л.с. = 150° , что соответствует θ_{π} с.ц.н. = 173°) без сопровождения γ -квантами и V^0 -частицами. Это позволяет оценить сечение $\pi^- - \pi$ -рассеяния в заднюю полусферу $\sigma_{\pi\pi}^< (>90^\circ)$. При этом надо учесть неупругие взаимодействия вторичных частиц в родительском ядре. Вероятность того, что произошло $\pi^- - \pi$ -рассеяние в заднюю полусферу и вторичные частицы не взаимодействовали в родительском ядре, можно записать следующим образом:

$$W = \exp\left(-\frac{x_0}{\lambda_0}\right) \frac{dx_1}{\lambda(>90^\circ)} \exp\left(-\frac{x_\pi}{\lambda_\pi}\right) \exp\left(-\frac{x_N}{\lambda_N}\right), \quad (6)$$

где $\lambda_0, \lambda_\pi, \lambda_N$ - средние свободные пробеги в ядерном веществе для первичного π^- -мезона, вторичного π^- -мезона и нейтрона, соответственно; x_0, x_π, x_N - длина пути первичного π^- -мезона, вторичного π^- -мезона и нейтрона в ядерном веществе; $\frac{1}{\lambda(>90^\circ)}$ - $\rho_n \sigma_{\pi n}(>90^\circ)$; $\rho_n = 0,0839 \cdot 10^{39}$ см⁻³ - плотность нейтронов в ядре Xe.

Сечение, рассчитанное на ядро, можно получить интегрированием выражения (6) по всему объему ядра. Интегрирование проводилось методом, описанным в^{/13/}. В результате интегрирования получено соотношение

$$\sigma_{\pi\pi}^{x_0}(>90^\circ) = 2,09 \sigma_{\pi\pi}^{x_0}(>90^\circ). \quad (7)$$

Поскольку одному зарегистрированному событию соответствует величина сечения $\sigma_{\pi\pi}^{x_0}(>90^\circ) = 0,043$ мб, то

$$\sigma_{\pi\pi}^{x_0}(>90^\circ) = 0,020 \text{ мб.} \quad (8)$$

Эту величину следует рассматривать как грубую оценку сечения $\pi^- - \pi$ -рассеяния на угол θ_{π} л.с. $> 90^\circ$, что соответствует рассеянию в с.ц.н. на угол θ_{π} с.ц.н. $> 155^\circ$.

В пятой главе диссертации приводятся результаты по изучению генерации π^0 -мезонов в кулоновском поле ядра^{/14/}. Процесс кулоновской генерации при очень малых передачах импульса ($q^2 \ll m_\pi^2$) может иметь сечение большее, чем все остальные неупругие процессы. По оценкам, проведенным в^{/15/}, сечения кулоновской генерации и процессы с обменом одним виртуальным π^- -мезоном будут сравниваться при $q^2 = \left(\frac{m_\pi}{2}\right)^2$. Поэтому надо выделить события с рождением одного π^0 -мезона и с очень малыми передачами импульса ядру.

Приблизительно на 55000 снимках было отобрано 290 однолучевых событий с углом рассеяния π^- -мезона $\theta_{\pi} \geq 2^\circ$, сопровождаемых двумя γ -квантами. Для выделения событий с одним π^0 -мезоном были выполнены измерения энергии γ -квантов методом, описанным в^{/16/}. Вычислялась эффективная масса двух γ -квантов: $m_{\gamma\gamma} = 2 \sin \frac{\theta}{2} \sqrt{E_1 E_2}$, где θ - угол между γ -квантами, E_1, E_2 - энергии γ -квантов. Из построенного распределения по $m_{\gamma\gamma}$ было оценено, что среди отобранных событий имеется 188 случаев, в которых рождается один π^0 -мезон. Величина сечения рождения одного π^0 -мезона оказалась равной

$$\sigma_1 = (4,8 \pm 0,5) \text{ мб.} \quad (9)$$

Был разработан метод, позволяющий оценить значение продольной компоненты переданного импульса q_{11} . Отбирались события с $q_{11} < 70$ Мэв/с. Таких событий оказалось 30. Это дало возможность определить сечение образования одного π^0 -мезона при $q_{11} \leq 70$ Мэв, которое оказалось равным $\sigma_1(q_{11} \leq 70) = (0,78 \pm 0,12)$ мб. Поскольку $q_{11} \leq q$, среди выделенных событий могут быть случаи с величиной квадрата переданного импульса $q^2 > \left(\frac{m_\pi}{2}\right)^2$. Учитывая это обстоятельство, можно сделать вывод о том, что величина сечения кулоновской генерации σ_k меньше или равна σ_1 :

$$\sigma_k \leq \sigma_1(q_{11} \leq 70) = (0,78 \pm 0,12) \text{ мб.} \quad (10)$$

Сечение σ_1 процесса рождения π^0 -мезона в кулоновском поле ядра может быть связано с сечением фотопроцесса

$$\gamma + \pi^- \rightarrow \pi^0 + \pi^- \quad (11)$$

Предполагая, что сечение σ_p фотопроцесса (11) не зависит от энергии, получим среднее значение сечения σ_p в интервале квадрата энергии $4 \frac{m_\pi^2}{\pi} < w^2 < 25 \frac{m_\pi^2}{\pi}$:

$$\sigma_p \leq (0,040 \pm 0,008) \text{ мб.} \quad (12)$$

Значения сечений (10) и (12) не согласуются с результатами работы^{/15/} при 2,8 Гэв/с, приведенными к нашей энергии согласно соотношению из работы^{/17/}. Наблю-

даемое расхождение может быть связано с тем, что не выполнено предположение о постоянстве сечения σ_p . Не исключено также, что при энергии 9 Гэв взаимодействие π^- -мезонов с кулоновским полем ядра Хе приводит к образованию более чем одного π^0 -мезона.

Основные выводы

1. Сечение квазиупругого π^- - p -рассеяния при импульсе 9 Гэв/с равно $\sigma_{\pi p}^{\text{кв. упр.}} (\geq 2^{\circ}) = (2,31 \pm 0,26)$ мб.
2. Дифференциальное сечение π^- - p -рассеяния, полученное после внесения поправок, учитывающих влияние запрета Паули и импульса Ферми, совпадает в пределах ошибок с дифференциальным сечением π^+ - p -рассеяния примерно при той же энергии. При представлении дифференциального сечения π^- - p -рассеяния в виде $\frac{d\sigma}{dt} = \exp(A+Bt+Ct^2)$ были получены следующие значения параметров A, B, C: $A = 3,75 \pm 0,25$; $B = 9,22 \pm 1,20$; $C = 3,25 \pm 1,14$.
3. Были найдены оптические параметры нейтрона: радиус нейтрона $R = 1,08 \cdot 10^{-13}$ см, коэффициент поглощения $K = 0,58 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-1}$, изменение действительной части волнового вектора падающего π^- -мезона $k_1 = 0,11 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-1}$.
4. Полное сечение упругого π^- - p -рассеяния, полученное интегрированием $\frac{d\sigma}{dt}$ в пределах от $-t=0$ до $-t=1,2$ (Гэв/с)², оказалось равным $\sigma_{\pi p}^{\text{упр.}} = (4,88 \pm 0,58)$ мб.
5. Грубая оценка сечения π^- - p -рассеяния на угол $\theta_{\text{плс}} > 90^{\circ}$ (что соответствует $\theta_{\text{с.п.н.}} > 155^{\circ}$) приводит к значению $\sigma_{\pi p}^{\text{плс}} (> 90^{\circ}) \approx 0,020$ мб.
6. Верхняя граница сечения рождения π^0 -мезона в кулоновском поле при 9 Гэв/с составляет $\sigma_{\text{к}}^{\leq} (0,78 \pm 0,12)$ мб. Отсюда для среднего значения сечения $\sigma_p^{\text{фотопр.}}(\gamma + \pi^- \rightarrow \pi^0 + \pi^-)$ в интервале квадрата энергий $4\pi^2 < w^2 < 25\pi^2$ получается $\sigma_p^{\text{фотопр.}} \leq (0,040 \pm 0,006)$ мб.

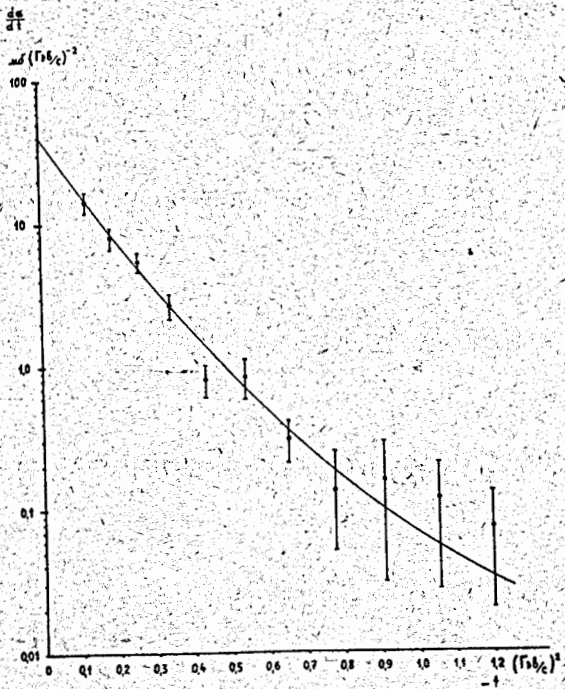
Основные результаты диссертации опубликованы в работах /1/, /2/, /3/, /14/

Л и т е р а т у р а

1. T.I.Kanarek, E.I.Maltsev, T.Nagy, A.Prokes, G.M.Stashkov, E.P.Ustenko, I.V.Chuvilo, U.N.Shkubin, Proc. of the Internat. Conf. on High-Energy Accel. and Instrum., CERN 1959, p.508.
2. И.М. Граменицкий, Т.Канарек, В.М. Мальцев, А.Прокеш, Л.А. Тихонова. Препринт ОИЯИ, Р-1760, Дубна, 1964.
3. И.М. Граменицкий, Т.Канарек, Л.С. Охрименко, А.Прокеш, Б.Словинский. Конференция по физике высоких энергий. Краков, 1963; Nucleonika, 9, 147 (1964).
4. Л.С. Ажгирей, И.К. Взоров, В.П. Зрелов, М.Г. Мешеряков, Б.С. Неганов, Р.М. Рынди, А.Ф. Шабудин. ЖЭТФ, 36, 1631, 1959.

5. K.A.Brueckner, Proc. of the Rutherford Jubilee Internat. Conf., Manchester, 1961.
Перевод в сборнике "Современные проблемы ядерной физики", Госатомиздат, 1963, стр. 156.
6. Э.Н.Цыганов. Диссертация ОИЯИ, Дубна, 1963.
7. L.Michejda, Polska Akademia Nauk, Rep., N 374/VI, 1962.
8. K.J.Foley, S.J.Lindenbaum, W.A.Love, S.Ozaki, J.J.Russel, L.C.L.Yuan, Phys. Rev. Lett., 11, 425, 1963.
9. D.O.Caldwell, B.Elsner, D.Harting, A.C.Helmholz, W.C.Middelkoop, B.Zacharov, P.Dalpiazo, S.Focardi, G.Giacomelli, L.Monari, J.A.Beane, R.A.Donald, P.Mason, L.W.Jones. Phys. Lett., 8, 288, 1964.
10. S.Fernbach, R.Serber, T.D.Taylor. Phys. Rev., 75, 1352, 1949.
11. В.Г. Гришин, И.С. Савтов, И.В. Чувило. ЖЭТФ, 34, 1221, 1958.
12. Ю.Д. Баюков, Г.А. Лексин, Я.Я. Шаламов. ЖЭТФ, 41, 1025, 1961.
13. J.G.McEwen, W.M.Gibbson, Phil. Mag., 2, 231, 1957.
14. И.М. Граменицкий, И.А. Ивановская, Т. Канарек, Л.С. Охрименко, А.Прокош, Л.А. Тихонова. ЖЭТФ, 40, 2023, (1964);
Конференция по физике высоких энергий, Краков, 1963; - Nukleonika, 9, 141, 1964.
15. В.В. Бармин, Ю.С. Крестников, Е.В. Кузнецов, А.Г. Мешковский, Ю.П. Никитин, В.А. Шебанов. ЖЭТФ, 43, 1223, 1962; ЖЭТФ, 44, 748, 1963.
16. Я. Даныш, З. Стругальский, О. Чижевский. Препринт ОИЯИ, Р-1144, Дубна, 1962.
17. I.Ya.Pomeranchuk, I.M.Shmushkevich, Nucl. Phys., 23, 452, 1961.

Рукопись поступила в издательский отдел
3 октября 1964 г.



Дифференциальные сечения π^- - p -рассеяния при 9 Гэв/с (точки) и π^+ - p -рассеяния при 8,8 Гэв/с (сплошная линия).