

376.42
13-751
ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.



P1 - 4445

Г.Г.Воробьев, Н.Н.Говорун, И.А.Голутвин,
Ю.В.Заневский, И.М.Иванченко, С.С.Кирилов,
Ю.Т.Кирюшин, Д.Киселевска, Е.В.Лазутин,
Р.Ляйсте, Т.С.Нигманов, Б.Ничипорук,
А.А.Номофилов, Н.М.Пискунов, В.П.Пугачевич,
В.Д.Рябцов, И.М.Ситник, Д.А.Смолин,
Л.Н.Струнов, Э.Н.Цыганов

ИЗМЕРЕНИЕ ВЕЩЕСТВЕННОЙ ЧАСТИ
АМПЛИТУДЫ УПРУГОГО π -р РАССЕЯНИЯ
В ОБЛАСТИ КУЛОНОВСКОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ
С ПОМОЩЬЮ СПЕКТРОМЕТРА ИЗ БЕСФИЛЬМОВЫХ
ИСКРОВЫХ КАМЕР НА ЛИНИИ С ЭВМ

1969

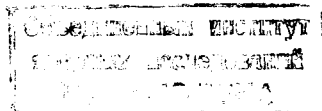
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Р1 - 4445

7849/2 чф.
Г.Г.Воробьев, Н.Н.Говорун, И.А.Голутвин,
Ю.В.Заневский, И.М.Иванченко, С.С.Кирилов,
Ю.Т.Кирюшин, Д.Киселевска, Е.В.Лазутин,
Р.Ляйсте, Т.С.Нигманов, Б.Ничипорук,
А.А.Номофилов, Н.М.Пискунов, В.П.Пугачевич,
В.Д.Рябцов, И.М.Ситник, Д.А.Смолин,
Л.Н.Струнов, Э.Н.Цыганов

**ИЗМЕРЕНИЕ ВЕЩЕСТВЕННОЙ ЧАСТИ
АМПЛИТУДЫ УПРУГОГО π -р РАССЕЙНИЯ
В ОБЛАСТИ КУЛОНОВСКОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ
С ПОМОЩЬЮ СПЕКТРОМЕТРА ИЗ БЕСФИЛЬМОВЫХ
ИСКРОВЫХ КАМЕР НА ЛИНИИ С ЭВМ**

Доложено на совещании по применению
ЭВМ на линии с физическими установками.
Москва 1968 г.



Работа посвящена проверке дисперсионных соотношений для π^-p упругого рассеяния вперед. В течение какого-то времени область энергий порядка нескольких Гэв будет, по-видимому, оптимальной для программы проверки дисперсионных соотношений. При больших энергиях имеется еще значительный энергетический интервал, где измерены полные сечения $\sigma_{\pi^\pm p}^{\text{tot}}$. Использование результатов измерений вещественной части амплитуды упругого πp рассеяния при энергиях выше 10 Гэв позволяет через дополнительные вычисления сделать дисперсионные расчёты $\text{Re} A_n(0^\circ)$ для энергий в несколько Гэв весьма слабо критичными к, вообще говоря, неизвестному поведению полных $\sigma_{\pi^\pm p}^{\text{tot}}$ сечений при больших энергиях.

Вещественная часть амплитуды упругого π^-p рассеяния определялась из обработки дифференциального сечения в области малых значений квадрата четырехмерного переданного импульса $-t \approx 10^{-3}$ (Гэв/с), где наблюдалась деструктивная интерференция кулоновской и ядерной амплитуд.

Приводятся результаты измерений при 3,06 и 4,56 Гэв/с, выполненных в ЛВЭ ОИЯИ с помощью установки из бесфильмовых магнитоотражательных искровых камер на линии с ЭВМ, подробно описанной в /1/.

Схема эксперимента показана на рис. 1, общий вид установки — на рис. 2.

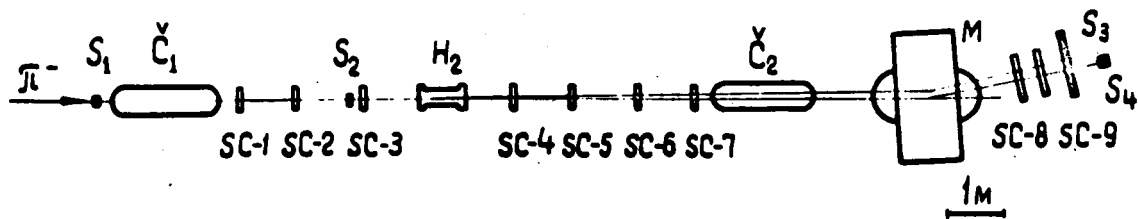


Рис. 1. Схема расположения аппаратуры.

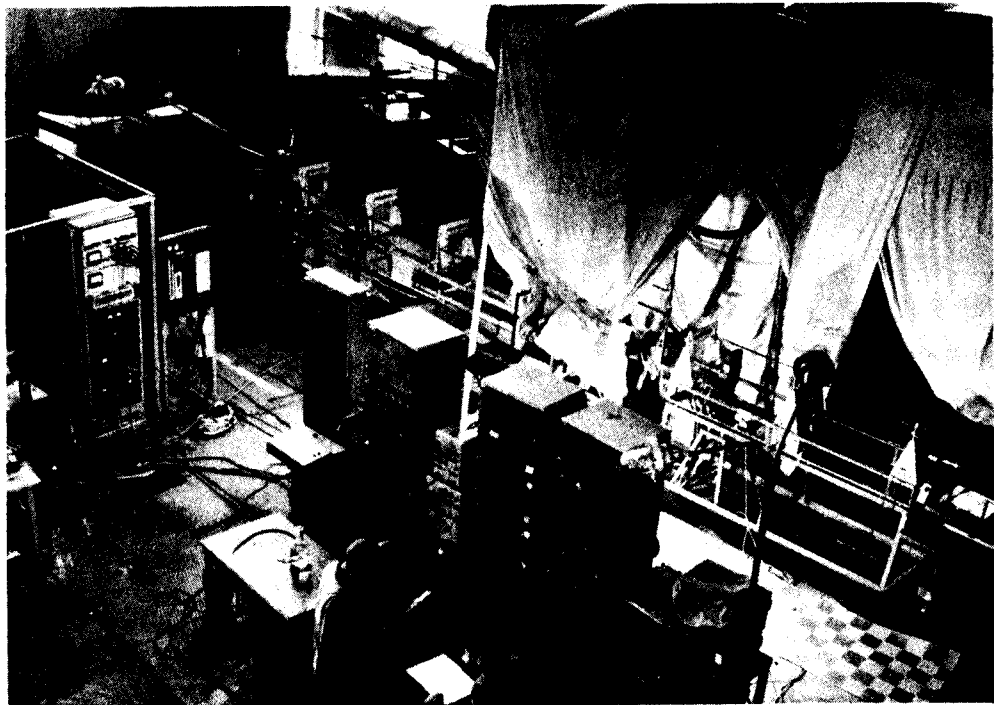


Рис. 2. Общий вид установки.

π^- - мезоны с импульсом $p = 4,56$ (или $3,06$) Гэв/с и $\Delta p/p = 1\%$ падали на жидководородную мишень H_2 . Случаи рассеяния на углы

$\theta \leq 20$ мрад измерялись искровыми камерами SC1-SC9, которые запускались импульсами совпадений счётчиков $S_1, \check{C}_1, S_2, \check{C}_2, S_3$ (S_1, S_2, S_3 - сцинтилляционные, \check{C}_1, \check{C}_2 - газовые дифференциальные черенковские счётчики). Счётчики S_1 и S_2 выделяли сечение пучка π^- -мезонов, падающих на мишень; счётчик \check{C}_1 выделял из пучка пионы, направление движения которых составляло относительно оси счётчика угол

$\leq \pm 1,5$ мрад; счётчик S_3 ограничивал апертуру рассеяния, а счётчик антисовпадений \check{C}_2 служил для подавления запусков от непроизводивших пионов.

Применение счётчиков \check{C}_1, \check{C}_2 более чем в 10 раз повысило скорость набора статистики $x/$.

Случаи упругого рассеяния выделялись анализом рассеянных π^- -мезонов по импульсу с помощью магнита М и искровых камер SC4-SC9. В каждом десятом цикле ускорителя запуск искровых камер производился по схеме $(S_1, \check{C}_1, S_2) \check{C}_2, S_4$. Этот режим экспозиции позволял отбирать те события, в которых пион проходил всю установку. Он использовался для контроля эффективности работы искровых камер и для определения эффективности регистрации установкой случаев упругого рассеяния. В специальном режиме запуска измерялась эффективность S_3 по площади $xx/$ и эффективность \check{C}_2 как функция угла рассеяния пиона.

$x/$ Фактор подавления запусков от непроизводивших пионов - коэффициент отбора составлял: $K = 20$ в экспозиции при $4,56$ Гэв/с; $K = 13$ в экспозиции при $3,06$ Гэв/с.

$xx/$ Эффективность счётчика S_3 , определявшаяся как с помощью искровых камер во время сеанса, так и обычным способом

$$\epsilon_{S_3} = \frac{N(\check{C}_1, S_1, S_2, S_4, S_3)}{N(\check{C}_1, S_1, S_2, S_4)}, \text{ составляла } \approx 99\%.$$

Для этого за мишенью устанавливалась свинцовая пластинка толщиной 5 см. Запуск искровых камер производился от совпадений счётчиков S_1, \check{C}_1, S_2 , и в ЭВМ, кроме обычной информации о координатах траекторий, поступали данные о срабатывании \check{C}_2 и S_3 .

Экспозиция проходила по схеме:

- 1) определение эффективности \check{C}_2 и S_3 ,
- 2) облучение пустой мишени,
- 3) облучение мишени с жидким водородом.

Затем этот цикл повторялся. Длительность каждого цикла составляла 3-4 часа. Автоматическое переключение схемы запуска, о котором говорилось выше, использовалось в режимах 2) и 3).

Информация о каждом срабатывании искровых камер передавалась в ЭВМ в виде сорокапятиразрядных слов. Из них 9 слов содержали информацию с искровых камер (в каждом слове содержится информация с 4-х координатных датчиков камеры), а 3 слова - счёт монитора (S_1, \check{C}_1, S_2), относящийся к данному срабатыванию, т.е. информацию о количестве π^- -мезонов, прошедших через установку (2 слова), и данные об интенсивности пучка π^- -мезонов (1 слово). Характеристики экспериментальной установки приведены в таблице 1.

Таблица 1

1. Характеристики установки

1. Импульсное разрешение	-	2%
2. Угловое разрешение ($p = 4,58$ Гэв/с; пустая мишень)	-	0,6 мрад.
3. Количество вещества:		
а) камера	-	$0,04 \text{ г}\cdot\text{см}^{-2}$
б) воздух между двумя камерами	-	$0,1 \text{ г}\cdot\text{см}^{-2}$
4. Телесный угол $5 \cdot 10^{-4}$ стеррад.		
5. Горизонтальный угловой захват	-	± 22 мрад
6. Вертикальный угловой захват	-	± 22 мрад
7. Диапазон импульсов	-	$1-7$ Гэв \cdot с $^{-1}$

- | | | |
|---|----------------|-------|
| 8. Длина мишени | - 50 см | -1 |
| 9. Интенсивность пучка " - мезонов | $1 \cdot 10^4$ | цикл. |
| 10. Максимальное количество событий, передаваемых в ЭВМ за один цикл ускорителя - | - 100 | |

Характеристики искровых камер

- | | |
|--|-----------------------------|
| 1. Размеры камер: а) SC1 - SC7 | - 200 x 200 мм ² |
| б) SC8 и SC9 | - 480 x 480 мм ² |
| 2. Величина промежутка | - 8 мм |
| 3. Время памяти камер (на уровне 50% эффективности) | - 1,5 мксек |
| 4. Точность измерения координат искр | - 0,3 + 0,4 мм |
| 5. Минимальное "мертвое" время камер (количество пробоев по "старому" треку не более 8%) | - 2,2 мсек. |

Характеристики регистрирующей аппаратуры

1. Время регистрации одного события (определяется максимальной длиной магнитострикционной линии) - 120 мксек.
2. Емкость регистрирующей аппаратуры - 12 45-разрядных слов.
3. Среднеквадратичная ошибка, вносимая системой регистрации при измерении временных интервалов $\pm 0,16$ мм.

Характеристики линии связи с БЭСМ-3М

1. Рабочая частота линии связи - 10^6 имп/сек⁻¹
2. Минимальное время передачи одного сорокапятиразрядного слова - 50 мксек
3. Время передачи одного события в ЭВМ (двенадцать сорокапятиразрядных слов) - 1,2 мсек.

Работа ЭВМ в эксперименте происходила следующим образом.

Ввод организован в режиме прерывания под контролем центрального вычислителя.

В состав математического обеспечения ЭВМ входит интерпретирующая система, организующая динамическую загрузку и перезагрузку стандартных программ системы в момент счёта. В качестве языка для программирования эксперимента использовался язык символического кодирования.

Математическое обеспечение эксперимента состоит из трех групп программ. Первая группа обеспечивает работу в реальном времени в режиме на линии с ЭВМ экспериментальной установки. В функции этой группы программ входит прием данных, обработка их с целью контроля правильности принимаемой информации, правильности функционирования всей установки и отдельных ее частей и запись событий на магнитную ленту для последующей обработки. В функции этой группы программ входит обеспечение связи человека с машиной.

Вторая группа программ обеспечивает обработку накопленной информации. Программы второй группы организованы так, что имеется возможность производить предварительную обработку (фильтрацию) принятой информации (всей или ее части) также в режиме "on-line".

Третью группу составляют программы, обеспечивающие определение параметров, характеризующих установку, таких, как точность искровых камер, их эффективность и т.д.

Работа ЭВМ в реальном времени происходит в мультипрограммном режиме. Машина используется при этом для одного конкретного эксперимента. Мультипрограммность позволяет наиболее эффективно распределять вычислительную мощность ЭВМ между программами, обеспечивающими вычисление или обработку тех или иных величин для эксперимента в соответствии с их приоритетом или требованием оператора. При помощи управляющей программы (*executive program*) реализована возможность работы программ разных приоритетов.

Обработка результатов производилась в два этапа. Предварительная обработка велась в режиме "on-line" в качестве программы третьего приоритета. При этом из всего материала отбирались случаи рассеяния с углом больше 4 мрад, а также сохранялась информация о количестве отбракованных по разным причинам событий. Кроме этого перерабатывались данные контрольных измерений для определения эффективности сис-

темы камер и счётчиков \check{C}_2 и S_3 . Переработанная информация записывалась на МЛ.

Важным моментом являлось определение с достаточной степенью точности ($\frac{\Delta \epsilon}{\epsilon} \approx 1\%$) эффективности установки к регистрации однострековых событий. Источниками неэффективности камер считались:

- а) отсутствие искр в камере - 2+3%;
- б) наличие в камере более одной искры (зависит от интенсивности пучка) - 5+15%;
- в) пробой по следу предыдущей искры (зависит от времени блокировки системы запуска) - 3% (при $T_{\text{бл}} = 4$ мсек).

Были проведены исследования зависимости эффективности камер от различных факторов: интенсивности пучка, координат точки попадания трека в камеру, расстояния частицы от центра пучка, коэффициента отбора системы запуска, числа частиц, прошедших через установку с момента снятия блокировки до запуска установки (см. рис. 3, 4, 5, 6).

Зависимость эффективности камеры от координаты частицы (и от расстояния частицы от центра пучка) отсутствует в пределах ошибок измерений ($\approx 1\%$).

Зависимость эффективности камер 1-го блока от интенсивности (см. рис. 4) связана как с конечным временем памяти искровых камер ($\approx 1,5 \cdot 10^{-6}$ сек), так и с неоднородностью интенсивности пучка во время сброса протонов на мишень ($\tau \approx 0,5$ сек).

Зависимость эффективности камер 1-го блока от коэффициента отбора системы запуска, приведенная на рис. 5, объясняется временной структурой интенсивности пионного пучка, связанной с неравномерностью "сброса" протонов на внутреннюю мишень ускорителя. При больших значениях коэффициента отбора запуск искровых камер для значительной доли событий происходит при появлении "пакета" частиц, когда мгновенная интенсивность значительно превышает среднюю.

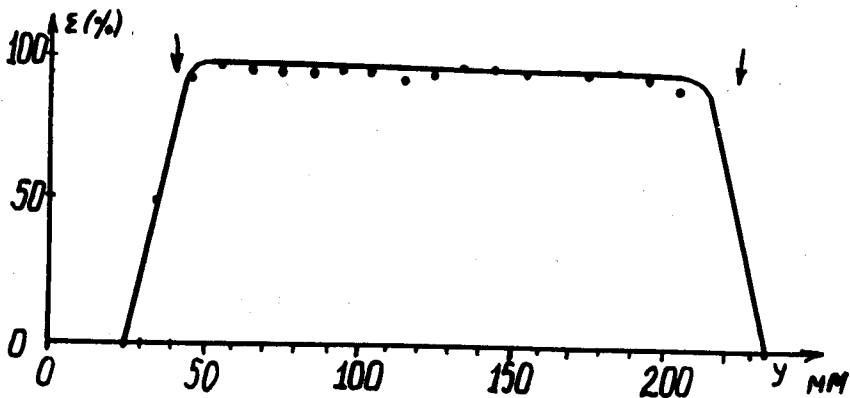


Рис. 3. Зависимость эффективности камеры SC-7 от координаты y .

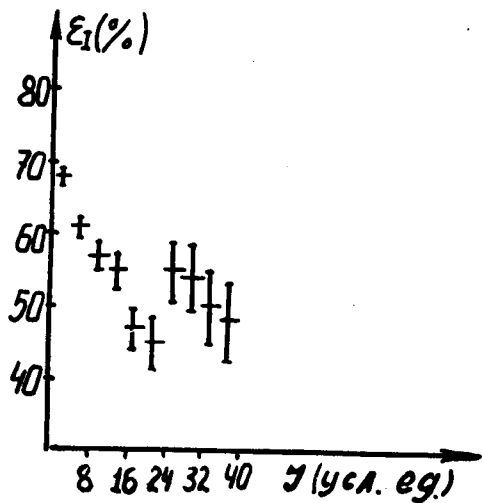


Рис. 4. Зависимость эффективности 1 группы камер от интенсивности. Максимальная интенсивность соответствует потоку $1,5 \cdot 10^4$ фотонов за цикл.

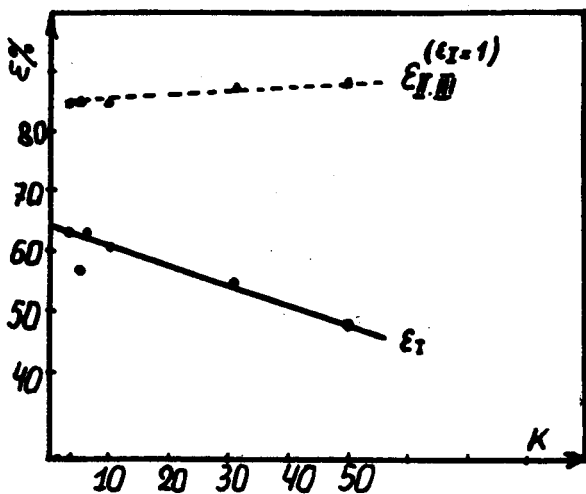


Рис. 5. Зависимость эффективности камер от коэффициента отбора системы запуска (определена в специальном эксперименте). Здесь: ϵ_I - эффективность I -ой группы искровых камер (требовались одноискровые срабатывания всех 3-х камер); $\epsilon_{I,II}^{(\epsilon_I=1)}$ - эффективность II -ой и III -ей групп при условии срабатывания I -ой группы (требовалось одноискровое срабатывание хотя бы одной камеры III -ей группы и одноискровое срабатывание хотя бы 3-х из 4-х камер II -ой группы). При обработке экспериментального материала отбор событий проводился с дополнительными условиями (см. текст).

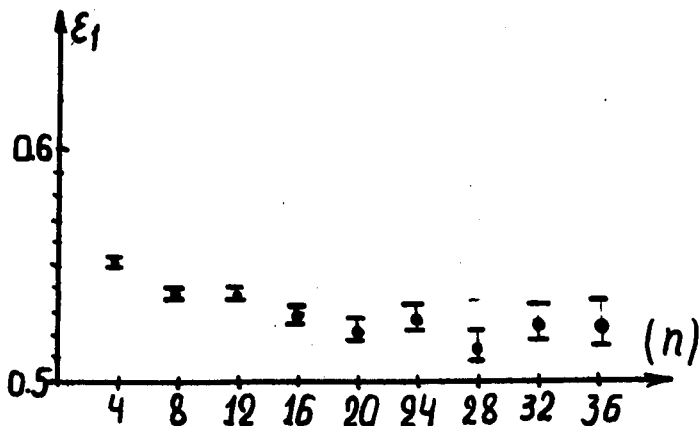


Рис. 6. Зависимость эффективности камер I -ой группы от числа частиц (n), прошедших через установку за время с момента снятия блокировки до запуска установки.

При измерениях эффективности системы по запускам от частиц, прошедших всю установку (совпадения $S_1 \check{C}_1 S_2 \check{C}_2 S_4$), условия, определяющие работу искровых камер, должны быть такими же, как при наборе статистики исследуемых однострековых событий упругого рассеяния.

Переключение на режим контроля эффективности системы в каждом десятом цикле обеспечивало одинаковые в среднем условия по интенсивности в рабочих и контрольных запусках, а также позволяло исключить некорректность, связанную с медленным изменением эффективности из-за таких факторов, как, например, продув камер. При этом размеры счётчика S_4 , перекрывающего часть пучка, подбирались таким образом, чтобы темп запусков в режиме контроля и в рабочих условиях был одинаковым в пределах $\approx 5\%$.

Наложение требования, чтобы событие обрабатывалось только в случае идеального срабатывания всех камер SC - (1-3), I -ой группы (до мишени H_2), практически устранило зависимость эффективности II и III групп от интенсивности пучка и от коэффициента отбора системы запуска (см. рис. 5).

Для II и III групп искровых камер считалось достаточным срабатывания любых 3-х камер во II группе и хотя бы одной камеры в III группе при условии, что в вертикальной плоскости ZY координаты искр лежат на одной прямой. Если информация о координатах одно-искровых срабатываний не позволяла провести через II группу камер прямую с хорошим значением χ^2 или по одной искре было только в 2-х камерах, проводился анализ 2-искровых срабатываний в оставшихся камерах этой группы. Отбирался вариант проведения прямой через координаты искр камер II группы, имеющий наименьшее значение χ^2 (при условии, что это значение не превышало величины, заданной критериями отбора).

Переопределение по количеству камер во II и III группах обеспечило высокую эффективность системы $\epsilon_{II, III}^{\epsilon_I=1} = 93\%$. Эффективность I -ой группы камер ϵ_I определялась по всей статистике рабочего материала ($\approx 0,5 \cdot 10^6$ запусков). Величина $\epsilon_{II, III}^{\epsilon_I=1}$ измерялась по контрольному материалу. Как отмечалось выше, условия работы камер в рабочем и контрольном (запуск в каждом 10-м цикле от совпадений $S_1 \check{C}_1 S_2 \check{C}_2 S_4$) режимах были одинаковыми, поэтому погрешности в определении эффективности ($\delta \epsilon \approx 0,2\%$) определяются суммарной статистикой. Общая эффективность спектрометра с искровыми камерами $\epsilon = \epsilon_I \cdot \epsilon_{II, III}^{\epsilon_I=1}$ использовалась при определении абсолютных величин поперечного сечения π^-p взаимодействия. Поток пионов через мишень, количество ядер водорода в мишени, поправка ($\approx 10\%$) на поглощение и распад пионов на трассе от мишени до по-

следней искровой камеры^{х/}, эффективности счётчиков S_3 и S_2 были определены с точностью 0,2 - 0,3%.

Общая погрешность, связанная с этими факторами, по нашим оценкам, составляет $\approx 1\%$. Для контроля точности измерений абсолютных значений величин поперечных сечений было определено полное сечение $\sigma_{\pi-p}^{\text{tot}}$ по части материала, полученного при выключенном счётчике S_3 . При обоих импульсах 3,06 и 4,56 гэв.с⁻¹ измеренные нами значения $\sigma_{\text{tot}}^{3,06} = 32,8 \pm 0,6$ мв и $\sigma_{\text{tot}}^{4,56} = 29,2 \pm 0,8$ мб хорошо согласуются с опубликованными данными^{/4/}.

Программа окончательной обработки велась в "off-line" режиме. События с найденными значениями угла рассеяния, импульса, координат точки взаимодействия и некоторыми другими параметрами отбирались по определенным критериям (эти же критерии, естественно, принимались во внимание при определении эффективности спектрометра и поправки на поглощение и распад пионов).

Каждому событию с найденными значениями угла рассеяния Θ и импульса p приписывался вес, который определялся геометрией установки. Для каждого интервала $\Delta\Theta^i$ строились гистограммы по p для полной и пустой мишени. В распределениях по импульсу наблюдался пик упругого рассеяния на водороде или стенках мишени и воздухе в той же позиции ($p_{\text{max}} = p_0$), что и для нерассеянного первичного пучка (см. рис. 7). Фон от стенок и воздуха составлял (20-30)% эффекта на водороде (использовалась мишень с тонкими лавсановыми стенками). Для малых значений $\Theta^i \leq \Theta_{\pi \rightarrow \mu}^{\text{пред.}}$ в спектрах p при импульсах, меньших p_0 , наблюдался широкий интенсивный пик, связанный с $\pi \rightarrow \mu$ распадами в районе мишени. Эффект рассеяния

^{х/} Поправка, связанная с поглощением и распадом рассеянных пионов на трассе $H_2 - SC9$, определялась в специальном эксперименте с пустой мишенью, в котором рабочие запуски искровых камер осуществлялись от монитора ($S_1, S_2 = M$), а контрольные, как обычно, - от совпадений ($MC_2 S_4$).

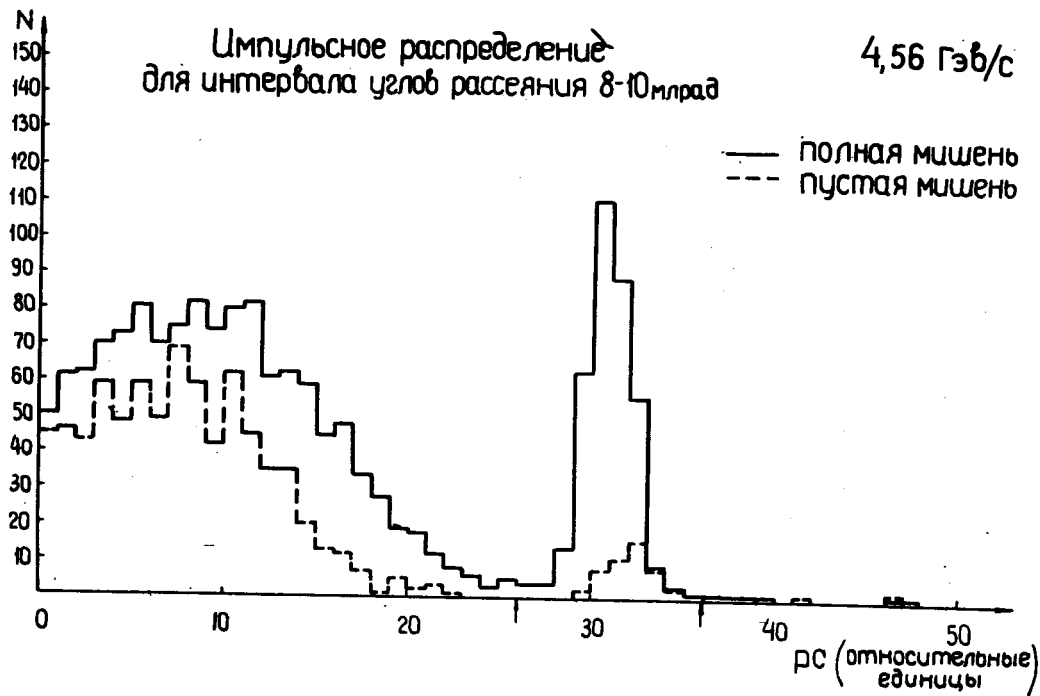


Рис. 7. Импульсное распределение частиц, рассеянных в районе мишени (отношение потоков пионов в экспозициях с полной и пустой мишенями составляло 1,38).

на водороде определялся как разность эффектов для полной и пустой мишеней^{х/}. Доля неупругих случаев в интервале импульсов, соответствующих упругому пику, составляла $\approx 1\%$.

После введения поправки на эффективность счётчика S_3 и зависящую от угла эффективность C_2 , а также поправок на поглощение мы получаем угловое распределение (рис. 8,9), вид которого зависит от искомого параметра a . При определении фазы ядерной амплитуды упругого π^-p рассеяния $a = \text{Re } A_n / \text{Im } A_n$ мы пользовались формулой Бете^{/2/} с добавочным членом "М", учитывающим кратное - мольеровское рассеяние в мишени^{/3/}

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |A_c|^2 + |A_n|^2 + 2A_c \left(a \text{Im } A_n + 2\text{Im } A_n \frac{1}{137} \ln \frac{1,06}{ka\Theta} \right) + M. \quad (1)$$

Здесь: A - кулоновская амплитуда; k - импульс в с.с.м.;

$a = \sqrt{b^2 + \frac{r_\pi^2 + r_p^2}{\pi^2}}$, r_π , r_p - электромагнитные размеры пиона и протона, b - параметр; определяющий также угловую зависимость амплитуды упругого рассеяния $A_n(t) = A_n(0) \exp(bt)$, которая считалась спиновнезависимой, так как для передач $t \approx 10^{-3}$ (Гэв/с) амплитуда с переворотом спина, пропорциональная $\sqrt{|t|}$, по-видимому, мала;

$$\text{Im } A_n^{(0)} = \frac{k}{4\pi} \sigma_{\text{tot}} \quad (\text{по оптической теореме}).$$

При определении $a = \text{Re } A_n^{(0)} / \text{Im } A_n^{(0)}$ мы пользовались известными экспериментальными значениями $\sigma_{\text{tot}}^{\pi^-p}$ ^{/4/} и "b"^{/5/}. Как было отмечено ранее^{/6/}, значение a очень слабо зависит от погрешностей определения "b".

Заметим, однако, что вследствие конечного углового разрешения аппаратуры экспериментальное распределение (рис. 8,9) в области ку-

^{х/} При этом необходимо учитывать как разные эффекты поглощения на пустой и полной мишенях, разные эффективности искрового спектрометра, так и разные эффекты конечного углового разрешения (см. рис.10).

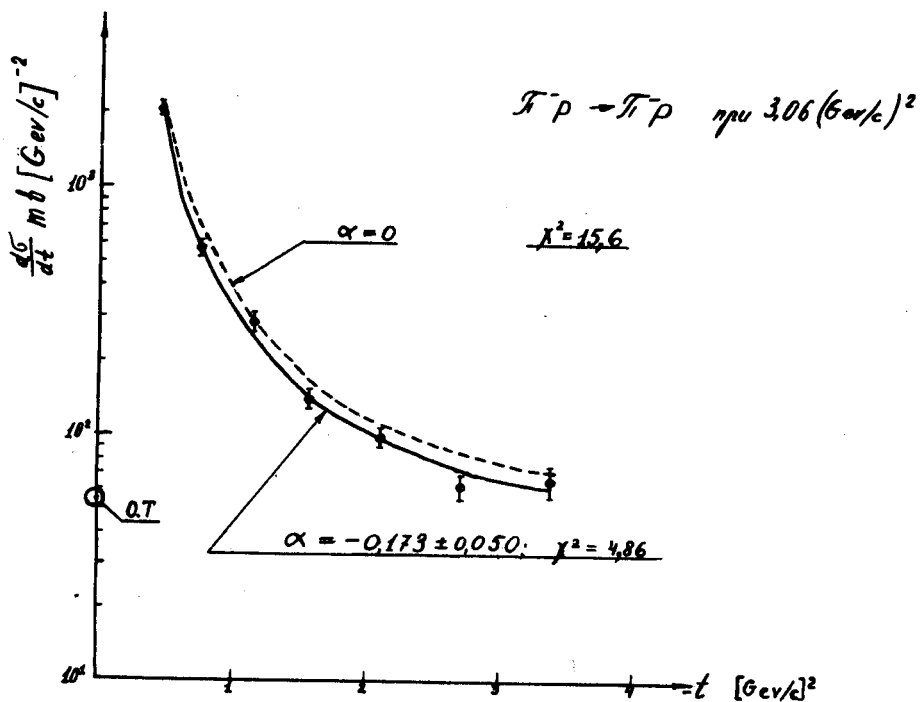


Рис. 8. "Дифференциальные сечения" упругого $\pi^- p$ рассеяния на малые углы при импульсе, равном $3,06 \text{ Гев} \cdot c^{-1}$. Экспериментальные значения "дифференциальных сечений" приведены без поправок на кратное рассеяние в мишени и без учёта конечного углового разрешения аппаратуры. Сплошная кривая определена по формуле Бете (1) с учётом конечного углового разрешения аппаратуры (см. текст).

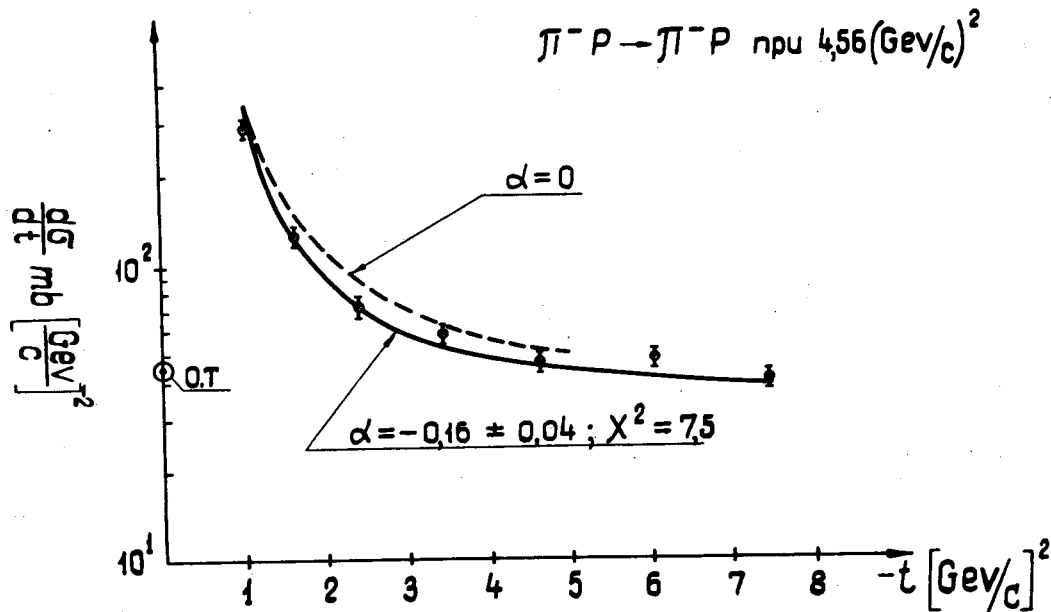


Рис. 9. "Дифференциальные сечения" упругого $\pi^- p$ рассеяния на малые углы при импульсе, равном 4,56 Гэв/с. Экспериментальные значения "дифференциальных сечений" приведены без поправок на кратное рассеяние в мишени и без учёта конечного углового разрешения аппаратуры. Сплошная кривая определена по формуле Бете (1) с учётом конечного углового разрешения аппаратуры (см. текст).

лоновской интерференции заметно отличается от истинного дифференциального сечения. Для учёта этого обстоятельства при определении фазы α методом наименьших квадратов ожидаемое угловое распределение находилось из (1) после "преобразования размытия" по известным из нашего эксперимента функциям углового разрешения $D^E(\Theta)$, $D^F(\Theta)$, приведенным на рис. 10, для пустой и полной мишеней. Функция D^F определяется, в основном, многократным рассеянием пионов в водородной мишени, размеры которой (≈ 50 см) были примерно такими же, как и в других подобных экспериментах¹⁷⁾. Вследствие этого разрешение по переданному импульсу $\sqrt{-t} \approx k\Theta$, $\delta(k\Theta) \approx 4$ Мэв·с⁻¹ практически не зависит от энергии пучка.

Учёт углового разрешения значительно улучшает значение χ^2 и устраняет весьма существенное смещение значения параметра α .

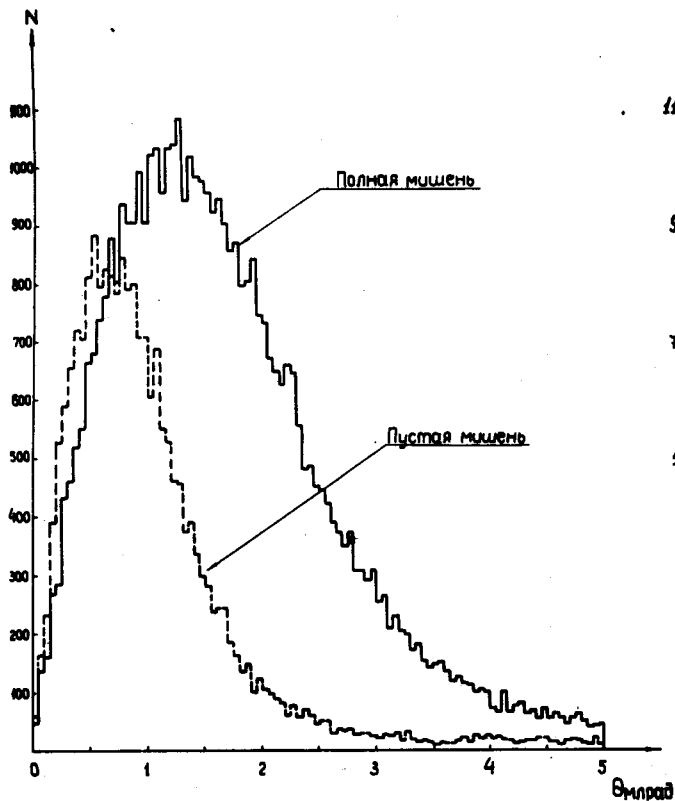
В результате мы получили следующие значения фазы амплитуды упругого π^-p рассеяния, полагая, что α не зависит от t в интервале $0 \leq t \leq 0,01$ (Гэв·с⁻¹)².

p (Гэв·с ⁻¹)	$\alpha = \frac{\text{Re } A_n}{\text{Im } A_n}$	χ^2	Число степеней свободы
3,06	-0,17±0,05	4,8	6
4,56	-0,16±0,04	7,6	6

Сравнение полученных экспериментальных результатов с дисперсионными расчётами, приведенное на рис. 11, не дает пока оснований для сомнений в справедливости фундаментальных гипотез, на основе которых получены дисперсионные соотношения для πp рассеяния вперед.

^{x/} Погрешности в величине α в основном определяются статистическими ошибками ($\approx 6-10\%$ в каждой точке углового распределения), неточностью ($\approx 1\%$), связанной с определением абсолютных значений эффективностей искрового спектрометра, плотностью водорода и содержанием мюонов в пучке, а также погрешностями в использованных нами величинах полных сечений.

Гистограмма по углу рассеяния в мишени
3,06 Гэв/с



Гистограмма по углу рассеяния в мишени.
4,56 Гэв/с

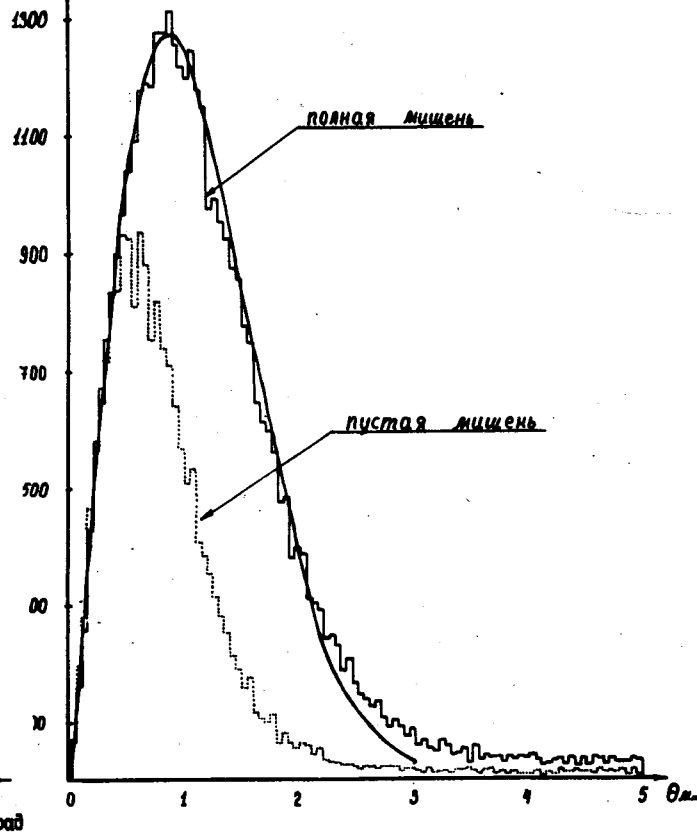


Рис. 10. Функции углового разрешения $D^F(\theta)$; $D^E(\theta)$ для полной и пустой мишеней; а) для пионов с импульсом 3,06 Гэв·с⁻¹, б) для пионов с импульсом 4,56 Гэв·с⁻¹ сплошная линия (мода $m = 0,888 \pm 0,003$ мрад) соответствует гауссовскому распределению для $D^F(\theta_x)$; $D^F(\theta_y)$.

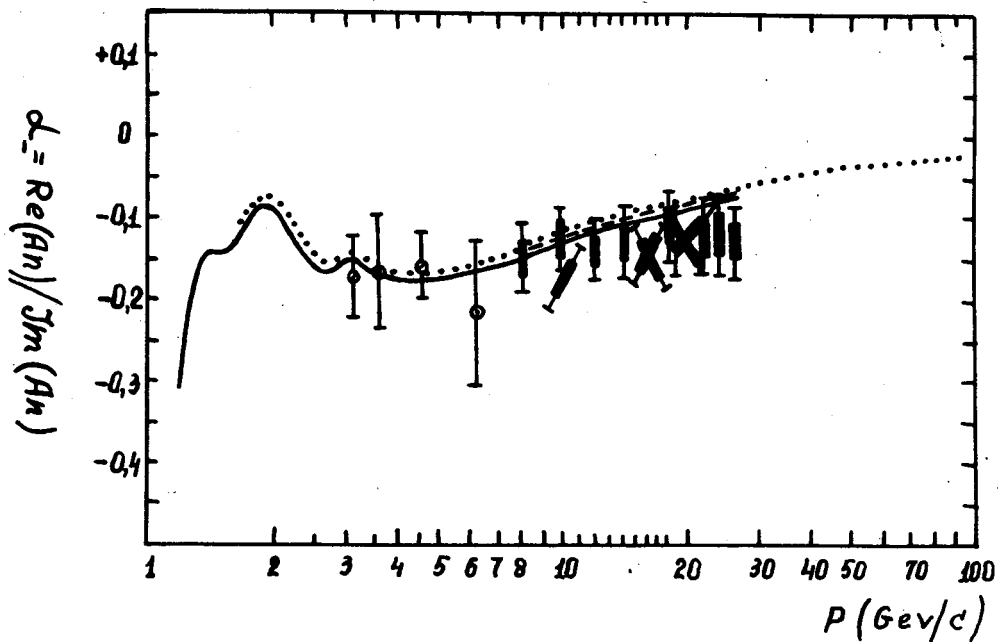


Рис. 11. $\alpha = f(p)$ для $\pi^- p \rightarrow \pi^- p$ при $t=0$. Экспериментальные точки: \blacksquare - данные работы/7/, \odot - данные работы/8/, \circ - данные наст. работы. Теоретические линии: - - - - - из работы/7/, из работы/8/, ————— из работы/9/.

В заключение авторы благодарят коллективы эксплуатационных отделов и отдела синхрофазотрона за обеспечение хорошей работы электрофизической аппаратуры и ускорителя. Мы особенно благодарим лаборантов и инженерно-технический состав отделов ОЭФА, криогенного, ОННР и НЭЭО, помогавших нам в проведении эксперимента. Мы признательны Б.А.Кулакову за полезные дискуссии и помощь. Мы с благодарностью отмечаем большой вклад М.Ф.Лихачева, предложившего совместно с одним из нас (Л.Ст.) применение газовых дифференциальных черенковских счётчиков для выборочного запуска искровых камер.

Мы благодарим проф. И.В.Чувило, доктора физ-мат.наук В.А.Свиридова и дирекцию ЛВТА за поддержку и внимание к экспериментам.

Л и т е р а т у р а

1. I.V.Chuvilo, P.I.Filipov, A.S.Gavrilov, N.N.Govorun, I.A.Golutvin, E.D.Gorodnichev, I.M.Ivanchenko, S.S.Kirilov, Yu.T.Kiryushin, V.D.Kondrashov, G.M.Kadykov, V.I.Moroz, T.S.Nigmanov, O.K.Nefedyev, V.P.Pugachevich, V.N.Sadovnikov, L.N.Strunov, E.N.Tsyganov, Yu.V.Zanevsky. Nucl. Instr. & Meth. 54, 217 (1967);

Ю.В.Заневский. Диссертация, Дубна 1968.

2.a) H. Bethe. Ann. of Phys., 3, 190 (1958).

b) M.P.Locher. CERN Preprint 67/859/5 - TH799.

c) G.B.West and D.R.Yennie. Preprint "On Coulomb Interference in High Energy Scattering". "Laboratory of Nuclear Studies Cornell University, Ithaca, New York.

d) L.D.Soloviev, CERN 68-7, February 29, 1967.

В последних работах показано, что и в релятивистском подходе получается формула Бете. Показано, что неопределенности теоретических расчётов, связанные, в частности, с вычислением и интерпретацией эффективного размера "а" приводят к дополнительным погрешностям $\Delta a = 0,015$, которые сравнимы с величиной статистических и систематических ошибок современного эксперимента.

3. G.Molière, Z.Naturforsch. 3A, 78 (1948);
H.A.Bethe. Phys. Rev., 89, 1256 (1953);
V.Fano. Phys. Rev., 93, 117 (1954).
4. A.Citron, W.Galbraith, T.E.Kycia, B.A.Leontic, P.H.Phillips,
A.Rousset and P.H.Sharp.
Phys. Rev., 144, N 4 , 1101 (1966).
5. S.Brandt, V.T.Cocconi, D.R.O.Morrison, A.Wroblewski, P.Fleury,
G.Kayas, F.Miller and C.Pelletier.
Phys. Rev. Lett., 10, 413 (1963);
Aachen - Birmingham - Bonn - Hamburg - London (I.C.) -
München Collaboration.
Nuovo Cim., 31, 729 (1964).
6. А.А.Номофилов, И.М.Ситник, Л.А.Слепец, Л.Н.Струнов, Л.С.Солин. Пре-
принт ОИЯИ Е1-3267, Дубна 1967; ЖЭТФ. Письма в редакцию (1967)
т.6, вып. 3, 546.
7. K.J.Foley, K.S.Jones., S.J.Lindenbaum, W.A.Love, S.Ozaki,
E.D.Platner, C.A.Quarles, B.H.Willen. Phys. Rev. Lett., 19, 193
(1967).
8. В.С.Барашенков, В.Д.Тонеев. Препринт ОИЯИ P2-3850, Дубна 1968.
9. G.Höhler, G.Ebel and J.Giesecke. Zeitschrift für Physik, 180,
430 (1966). Частное сообщение (1966).
G.Höhler and R. Straus.

Рукопись поступила в издательский отдел
23 апреля 1969 года.