

34
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
СО АН СССР

Л.М. Барков, М.С. Золоторев, В.И. Котов,
П.К. Лебедев, Л.А. Макарына,
А.П. Мишакова, В.С. Охупкин, Р.А. Рзаев,
В.П. Сахаров, В.П. Смахтин, С.С. Шиманский

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЙ ОБРАЗОВАНИЯ
АДРОНОВ С ИМПУЛЬСОМ ДО 2 Гэ В/с
В ПРОТОН-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ
ПРИ 70 ГэВ

ПРЕПРИНТ 82-42



Новосибирск

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЙ ОБРАЗОВАНИЯ АДРОНОВ С
ИМПУЛЬСОМ ДО 2 ГэВ/с В ПРОТОН-ЯДЕРНЫХ
СТОЛКНОВЕНИЯХ ПРИ 70 ГэВ

Л.М.Барков, М.С.Золоторев, В.И.Котов, П.К.Лебедев,
Л.А.Макарьина, А.И.Мишакова, В.С.Охачкин, Р.А.Рзаев,
В.П.Сахаров, В.П.Смахтин, С.С.Шиманский

А Н Н О Т А Ц И Я

Измерены сечения образования пионов, протонов и антипро-
тонов под нулевым углом в соударениях 70 ГэВ протонов с ядра-
ми Al и W . Измерения выполнены при импульсах вторичных
адронов 0,4; 0,6; 0,8; 1,07 и 2,0 ГэВ/с. Для регистрации и
идентификации вторичных адронов использовался метод ядерных
фотоэмульсий.

1. Введение

В последние годы взаимодействие адронов высокой энергии с атомными ядрами привлекает большой интерес (см., например, обзоры 1-3). Это связано с возможностью получения дополнительной информации о сильном взаимодействии адронов при изучении адрон-ядерных взаимодействий. В частности, важная информация может быть получена при изучении спектров вторичных адронов, рождающихся на ядрах.

Поведение спектров "быстрых" вторичных частиц на современных ускорителях исследовано достаточно подробно. О поведении спектров вторичных адронов низких энергий известно значительно меньше. Однако, область вторичных частиц низкой энергии содержит в себе центральную область и область фрагментации мишени важные для проверки теоретических моделей взаимодействия адронов с ядрами.

С практической точки зрения особый интерес представляет измерение выходов антипротонов низких энергий, образующихся в протон-ядерных соударениях при высокой энергии. Такие измерения необходимы в связи с разработкой проектов $\bar{p}p$ - встречных накопительных колец /4/, в особенности, использующих метод электронного охлаждения /5/ при накоплении антипротонов.

В настоящей работе измерены сечения образования под нулевым углом положительных и отрицательных пионов, протонов и антипротонов при взаимодействии протонов с энергией 70 ГэВ с ядрами Al и W. Измерения выполнены при импульсе вторичных частиц 0,4; 0,6; 0,8; 1,07 и 2,0 ГэВ/с. Для регистрации и идентификации вторичных частиц использовался метод ядерных фотоэмульсий.

Результаты этой работы дополняют серию работ по изучению поведения сечений образования вторичных адронов в протон-ядерных столкновениях на ускорителе ИФВЭ /6/.

2. Экспериментальная установка и процедура измерений

Измерения были выполнены на канале вторичных частиц низких энергий ИФВЭ /6в,7/ (рис.1). Канал, в сущности, представляет собой одноплечевой спектрометр, работающий от внешней мишени, расположенной на трассе быстрого и медленного вывода протонов из

ускорителя. Спектрометр захватывает вторичные частицы, рождающиеся на мишени под нулевым углом, в интервале углов в вертикальной плоскости до 60 мрад, в горизонтальной плоскости до 15 мрад и в интервале импульсов $\Delta p/p \approx \pm 1,0\%$. Вся трасса канала вакуумизировалась, что исключало выбывание вторичных частиц из канала за счет рассеяния и поглощения.

В эксперименте использовались Al и W мишени толщиной 1 см и 0,03 см, соответственно. Толщина мишени была выбрана $\approx 0,1$ радиационной длины с целью уменьшения примеси электронов во вторичном пучке, которые возникают при конверсии в мишени γ -квантов от распада нейтральных пионов. Имелась возможность дистанционно менять мишени без отключения и подстройки магнитных элементов канала.

Наведение протонного пучка на мишень канала, определение его положения и размеров производилось с помощью вторично-эмиссионной камеры, расположенной перед мишенью.

В качестве детектора частиц вторичного пучка использовались слои ядерной фотоэмульсии типа БР-2 толщиной 500 мкм. При облучении фотослой располагались в конце магнитооптического канала, где фоновая засветка фотоэмульсии от непучковых частиц была минимальной и где размеры вторичного пучка меньше размеров фотослоя.

Для увеличения длины трека регистрируемых частиц, что необходимо при идентификации вторичных частиц методом измерения удельной ионизации на следе, фотослой располагались под углом $10-15^\circ$ к оси пучка вторичных частиц. Положение и размеры вторичного пучка на выходе канала после фотоэмульсионного детектора регистрировались с помощью координатной пропорциональной камеры с шагом между анодными проволочками 2 мм.

При облучении использовался быстрый вывод протонного пучка на мишени канала. При экспозиции каждого фотослоя на мишень канала из ускорителя выводилось такое количество протонов, при котором полное число следов частиц вторичного пучка, проходящих через фотослой равнялось $2 \cdot 3 \cdot 10^5$. При этом на этих следах было возможно, не перепутывая следы, производить измерения плотности зерен.

Облучение производилось при импульсе отрицательных вторичных частиц равном 0,4; 0,6; 0,8; 1,07 и 2 ГэВ/с и при импульсе положительных вторичных частиц 0,4; 0,6 и 2 ГэВ/с. Облучение производилось после установки режимов магнитных элементов канала поочередно на Al и W мишенях без перестройки режимов магнитных элементов канала.

Для проверки наличия неучтенных влияний измерения сечений образования адронов при импульсе отрицательных частиц 0,6 ГэВ/с были повторены. Обе серии измерений статистически согласуются друг с другом, поэтому результат измерения сечений образования частиц при этом импульсе приводится на основе объединенной статистики.

3. Получение сечений образования адронов

Двойное дифференциальное сечение образования адронов сорта a под нулевым углом к направлению падающего протона определялось согласно выражению:

$$\left. \frac{d^2 \sigma_a}{dp d\Omega} \right|_{\theta=0^\circ} = \frac{N_a}{N_{\text{прот}} \cdot n \cdot x \cdot (dp d\Omega)_{\text{эфф}}}$$

где N_a - число адронов сорта a , родившихся на мишени, $N_{\text{прот}}$ - число протонов, прошедших через мишень при облучении, n - число ядер мишени в см^3 , x - длина мишени (см), $(dp d\Omega)_{\text{эфф}}$ - акцептанс спектрометра с учетом углового распределения адронов сорта a при рождении их в мишени, с учетом апертурных ограничений в магнитооптическом канале, смещений мишени и магнитных элементов канала и магнитных элементов и коллиматоров друг относительно друга. Определение каждой из перечисленных величин приведены ниже.

3.1. Определение числа адронов

а) Антипротоны

Для измерения выходов антипротонов были выбраны значения импульса отрицательных вторичных частиц 0,4; 0,6 и 0,8 ГэВ/с, при которых плотность зерен на следах антипротонов согласно /8/ превышает таковую для остальных частиц пучка (e, μ, π) примерно в 3, 2 и 1,5 раза, соответственно.

Поиск антипротонов в эмульсионном слое производился при просмотре по площади облученного фотоэмульсионного слоя. Антипротоны, имеющие существенно большую плотность зерен на следе, легко визуальнo выделялись на фоне огромного количества релятивистских следов, пересекающих фотослой в том же направлении. Каждый фотослой просматривался поочередно двумя просмотристами для определения эффективности просмотра и полного числа антипротонов в данном слое. По результатам измерений эффективность просмотра для каждого просмотриста оказалась близкой к единице.

Для визуальнo отобранных следов измерялись плотность зерен g^* , угол погружения α и угол β в плоскости фотослоя отобранного следа относительно соседних релятивистских следов. На рис. 2а для отобранных кандидатов приведены распределения по плотности зерен g^* (в единицах плотности зерен для релятивистского следа, углам $\alpha^{\bar{p}}$ и $\beta^{\bar{p}}$. Для сравнения приведены распределения по углам α^{rel} и β^{rel} для релятивистских частиц.

Углы α^{rel} и β^{rel} характеризуют разброс по углам частиц в пучке и многократное рассеяние релятивистских частиц при прохождении фотоэмульсионного слоя. На распределениях для кандидатов стрелками указаны границы трехкратного стандартного отклонения от средних величин. Стандартное отклонение в величине относительной плотности ионизации g^* определяется как корень квадратный из числа зерен на следах антипротонов. Стандартные отклонения для $\alpha^{\bar{p}}$ и $\beta^{\bar{p}}$ определялись по распределениям α^{rel} и β^{rel} с учетом разницы угла многократного рассеяния для релятивистских частиц и антипротонов.

Для проверки эффективности примененных критериев отбора антипротонов на следах кандидатов были также произведены измерения многократного рассеяния относительно соседних релятивистских следов. На рис. 2б полученное распределение сравнивается с распределением для протонов, измеренном в пучке положительных частиц такого же импульса. Из распределений на рис. 2 видно, что события № 2,7 с большой вероятностью не являются антипротонами. Эти же критерии отбора были применены при отборе антипротонов и для остальных фотослоев. События, прошедшие критерии отбора по плотности зерен и углам $\alpha^{\bar{p}}$ и $\beta^{\bar{p}}$, в дальнейшем считались антипротонами и по ним определялись сечения образования антипротонов. Полное количество найденных антипротонов приведено

в Таблице I.

б) Пионы

Измерения сечений образования пионов производились при импульсе пучка отрицательных частиц 0,4; 0,6; 0,8; 1,07 и 2 ГэВ/с и при импульсе пучка положительных частиц 0,4; 0,6 и 2 ГэВ/с. При этих значениях импульса пионы имеют удельную ионизацию близкую к минимальной. Близкие плотности зерен имеют мюоны от распада пионов на длине канала от мишени до фотоэмульсионного детектора и электроны, примесь которых в пучке вторичных частиц резко возрастает при уменьшении импульса пучка и достигает ~80% от ионного числа частиц пучка при импульсе ~ 0,4 ГэВ/с.

Полное число релятивистских частиц, прошедших через каждый фотослой, определялось по измерениям плотности пучка релятивистских частиц в большом числе точек эмульсионного слоя.

Для определения числа пионов зарегистрированных в фотослое, из найденного количества релятивистских следов вычитались мюоны и электроны. Примесь мюонов в пучке принималась равной расчетной, полученной при моделировании пучка в магнитооптическом канале методом Монте-Карло, и составила ~13% при импульсе пионов 0,4 ГэВ/с и ~6% при импульсе 2 ГэВ/с.

Источником электронов, составляющих основную часть вторичных пучков низкой энергии, являются нейтральные пионы, γ -кванты от распада которых дают в веществе мишени электрон-позитронные пары. Для определения примеси электронов в пучке релятивистских частиц при данном значении импульса электронов необходимо знать весь энергетический спектр нейтральных пионов.

Спектр нейтральных пионов мы определяли как полусумму экспериментальных спектров отрицательных и положительных пионов полученных в работах [66, д]. Рассчитанные на их основе отношения $N_e / (N_e + N_\pi)$ в конце канала для Al и W мишеней приведены на Рис. 3. При расчете учтен распад пионов при пролете до фотоэмульсионного детектора. Отметим, что угловое распределение электронов значительно уже, чем угловое распределение для пионов того же импульса.

Экспериментально примесь электронов в пучке была измерена для всех фотослоев, облученных при импульсе пучка 0,4 и 0,6 ГэВ/с.

При этих значениях импульса электроны пучка имеют на несколько процентов (5-7%) большую плотность зерен, чем пионы, которые находятся в минимуме ионизационной кривой. При плотности зерен ~40 зерен /100 мкм и длине следов ~2 мм эти измерения позволили достоверно разделить электронные следы от пионных и мюонных. Полученные при измерениях распределения плотности зерен для релятивистских следов фитировались суммой двух гауссовых распределений. Амплитуда пика, соответствующего большей плотности зерен следов, определяла примесь электронов в пучке вторичных релятивистских частиц. На рис.3 приведено сравнение расчетных кривых с измеренными значениями отношения $N_e/(N_e+N_\pi)$ для положительных (а) и отрицательных (б) вторичных частиц. Видно неплохое согласие расчета с экспериментом.

Количество пионов в слоях фотоэмульсии находилось при вычитании примеси электронов, определенной по кривым на Рис.3.

Числа пионов после поправки на распад определяли сечения их образования. Однако, полученные таким образом сечения образования пионов могут содержать систематическую ошибку ~10-15% из-за неопределенности спектра нейтральных пионов.

в) Протоны

Число протонов определялось по гистограмме распределений плотности частиц, имеющих 3-х-кратную ионизацию при 0,4 ГэВ/с и 2-х-кратную при 0,6 ГэВ/с по сравнению с минимальной. Такие следы визуально легко выделяются среди других следов в фотослое и составляют значительную (~10%) часть вторичного пучка положительных адронов при этих значениях импульса.

3.2. Определение акцептанса спектрометра

Акцептанс спектрометра определялся при моделировании прохождения частиц через канал методом Монте-Карло с помощью вычислительной программы "TURTLE" /9/. При моделировании учитывались измеренные в эксперименте распределения по координатам падающих на мишень протонов, учитывалось реальное взаимное расположение магнитных элементов канала, мишени и коллиматоров. В пределах углового захвата спектрометра угловое распределение для антипротонов и протонов с хорошей точностью равномерное. Для пионов угловое распределение при рождении в мишени принималось

аналогично работе /6д/ таким же, как в pp-соударениях:

$$E \frac{d^2N}{d\rho^2} \sim e^{-\left(\frac{y^{*2}}{2\sigma_\pi^2} + (m_\perp - m)/m_\pi\right)}, \text{ где}$$

$m_\perp = \sqrt{p_\perp^2 + m^2}$, m - масса частицы, p_\perp - поперечный импульс, m_π - масса пиона, y^* - быстрота частицы в с.ц. и pp-соударения, σ_π^2 - дисперсия распределения пионов по быстротам.

Для нашего эксперимента точность вычисления акцептанса спектрометра составляла ~10% и определялась неопределенностью взаимного расположения мишени и линз первого объектива канала.

5.3. Определение интенсивности протонного пучка

Интенсивность пучка, выпущенного из ускорителя на мишень спектрометра при облучении, определялась по измерениям тока протонов, циркулирующих в ускорителе перед выпуском. Точность измерения интенсивности протонов в ускорителе ~10%. Контроль за стабильностью выпуска протонов из ускорителя осуществлялся при помощи показаний вторично-эмиссионной камеры, расположенной перед мишенью. Однако, специально абсолютная калибровка этой камеры не производилась, поэтому полученные в эксперименте сечения образования адронов могут содержать систематическую ошибку ~10%, обусловленную неточностью знания эффективности вывода пучка из ускорителя и стабильности распределения интенсивности протонного пучка в ускорителе по банчам.

Измеренные в эксперименте сечения образования отрицательных и положительных пионов, протонов и антипротонов приведены в Табл.2. Ошибки приведенных значений сечений определяются статистикой, неопределенностью в величине акцептанса спектрометра и ошибкой в определении интенсивности протонного пучка при облучении. Данные могут содержать систематическую ошибку ~20% из-за возможного влияния факторов, описанных выше.

Зависимость сечений образования адронов от атомного номера обычно представляют в виде:

$$\frac{d^2\sigma}{dpd\Omega} \sim A^{\alpha}$$

В Таблице 3 приведены результаты измерения в этом эксперименте A -зависимости для положительных и отрицательных пионов, антипротонов и протонов. В Таблице 4 приведены результаты измерения отношений сечений образования протонов и положительных пионов P/π^+ и антипротонов и отрицательных пионов \bar{P}/π^- . Ошибки величин α , определяющих A -зависимость сечений, приведенных в Табл.3 и ошибки отношений сечений в Табл.4 не включают неопределенности в величине акцептанса спектрометра, т.к. облучение на Ae и W мишенях производилось в одинаковых условиях, а отношение сечений образования адронов не включает, кроме того, неопределенности в определении интенсивности протонного пучка.

4. Обсуждение результатов

Полученные в этом эксперименте данные позволяют построить поведение сечений образования пионов при 70 ГэВ в зависимости от быстроты $U\pi$ для центральной области и области фрагментации ядра.

На рис.4. приведены быстроечные спектры положительных и отрицательных пионов, полученные на Ae и W в настоящей работе и работе /6д/. Видно, что при уменьшении импульса вторичных пионов инвариантные выходы пионов растут. Этот рост сильнее для тяжелых ядер, чем для легких. Такое поведение быстроечных спектров для рождения адронов на ядре является естественным, так как каждое взаимодействие налетающего протона, а также взаимодействие вторичных частиц в ядре дают вклад в рождение пионов в этой области импульсов. Увеличение множественности частиц в области низких импульсов для адрон-ядерных соударений обсуждалось рядом авторов (см., например, /10/) и наблюдалось при облучении ядерных фотоэмульсий адронами /11/.

Вывод о сильной A -зависимости сечений образования пионов низких энергий подтверждается приведенными на рис.5а,б результатами измерения показателя $\alpha = \ln [(E d^2\sigma/dp^2)^W / (E d^2\sigma/dp^2)^{Ae}] / \ln (A^W / A^{Ae})$ в этом эксперименте и работе /6д/.

На рис.5в,г приведены измерения A -зависимости сечений образования протонов и антипротонов низких энергий. Видно, что A -зависимость образования этих адронов резко отличаются: величина α для протонов быстро растет с уменьшением импульса и

приближением к области испарительных протонов и, наоборот, для антипротонов показатель A -зависимости α практически от импульса не зависит и приблизительно равен 2/3. Это соответствует одинаковому выходу антипротонов при соударении протонов с тяжелыми и легкими ядрами.

На рис.6. приведена зависимость отношения $R = (\bar{P}/\pi^-)^W / (\bar{P}/\pi^-)^{Ae}$ от импульса частиц в интервале от 0,6 ГэВ/с до 3 ГэВ/с. Видно, что отношение \bar{P}/π^- выходов антипротонов и отрицательных пионов практически не зависит от атомного номера ядра-мишени. Аналогичные результаты для этого отношения получены в работе /12/, выполненной при энергии падающих протонов 10 ГэВ/с. Свои данные авторы интерпретируют, как результат слабого поглощения антипротонов малых импульсов в ядре.

На рис.7 приведены зависимости отношений P/π^+ и \bar{P}/π^- от импульса. Видно, что при уменьшении импульса частиц число протонов относительно числа положительных пионов возрастает. Отношение P/π^+ также сильно зависит от атомного веса ядра-мишени. Отношение \bar{P}/π^- быстро падает с уменьшением импульса частиц из-за уменьшения сечения образования антипротонов низких энергий.

В заключение авторы считают приятным долгом выразить благодарность С.С.Герштейну, И.И.Гуревичу, А.Н.Скринскому и В.А.Ярбе за внимание и поддержку работы, О.В.Жирову за многочисленные полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а :

1. Ю.П.Никитин и др. УФН, 121, 3, 1977.
2. Н.Н.Николаев УФН, 134, 3, 1981.
3. Ю.М.Шабельский ЭЧАЯ, 12, 5, 1981.
4. Т.А.Всеволожская и др. Препринт ИЯФ 80-182, Новосибирск, 1980. Труды Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1981.
5. Г.И.Будкер, А.Н.Скринский. УФН, 124, 4, 1978.
А.Н.Скринский, В.В.Пархомчук. ЭЧАЯ, 12, 3, 1981.
6. а) F. Binon et al, Phys. Lett., 30B, 506, 1969
б) Н.И.Божко и др. Препринт ИФВЭ 79-78, Серпухов, 1979.
в) Л.М.Барков и др. Препринт ИФВЭ 79-92, Серпухов, 1979.
г) А.А.Абрамов и др. Препринт ИФВЭ 79-130, Серпухов, 1979.
д) Л.М.Барков и др. Препринт ИФВЭ 81-107, Серпухов, 1981.
7. В.И.Котов и др. Труды Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1981.
8. В.В.Огурцов. Диссертация, Москва, 1971.
9. K. L. Brown et al, preprint CERN 74-2, 1974
10. L. Bertocchi, Proc. 6-th Intern. Conf. on High Energy Physics and Nucl. Structure, Santa Fe, 211, 1975
W. Busza, ibid, p. 238
11. S. A. Azimov et al., Phys. Lett, 73 B, 500, 1978
12. А.О.Вайсенберг и др. Письма в ЖЭТФ, 29, 719, 1979.

Таблица I. Количества антипротонов, зарегистрированных при облучении ядерной фотоэмульсии.

ρ (гэв/с)	0.4	0.6	0.8
мишень			
W	0	15	-
Al	2	11	20

Таблица 2. Сечения образования адронов.

а) Отрицательные частицы.

P (ГэВ/с)	Ми- шень	$\frac{d^2\sigma}{dpd\Omega} _{\theta=0}$ (барн/ГэВ/с·стер·ядро)	
		пионы	антипротоны
0,4	W	$3,58 \pm 0,57$	$3,6 \cdot 10^{-5}$
	Al	$(6,44 \pm 1,09) \cdot 10^{-1}$	$(1,9 \pm 1,3) \cdot 10^{-5}$
0,6	W	$(4,39 \pm 0,96)$	$(2,04 \pm 0,70) \cdot 10^{-4}$
	Al	$(8,44 \pm 1,85) \cdot 10^{-1}$	$(3,50 \pm 1,33) \cdot 10^{-5}$
0,8	Al	$(8,18 \pm 1,48) \cdot 10^{-1}$	$(7,36 \pm 1,99) \cdot 10^{-5}$
1,07	W	$(4,37 \pm 1,09)$	-
2,0	W	$(6,01 \pm 1,00)$	-
	Al	$(1,39 \pm 0,22)$	-

б) Положительные частицы.

P (ГэВ/с)	Ми- шень	$\frac{d^2\sigma}{dpd\Omega} _{\theta=0}$ (барн/ГэВ/с·стер·ядро)	
		пионы	протоны
0,4	W	$2,87 \pm 0,43$	$1,41 \pm 0,23$
	Al	$(5,35 \pm 0,96) \cdot 10^{-1}$	$(1,93 \pm 0,37) \cdot 10^{-1}$
0,6	W	$3,24 \pm 0,88$	$1,35 \pm 0,27$
	Al	$(6,58 \pm 1,32) \cdot 10^{-1}$	$(1,14 \pm 0,19) \cdot 10^{-1}$
2,0	W	$(7,66 \pm 1,07)$	-
	Al	$(1,60 \pm 0,24)$	-

Таблица 3. Показатель α , определяющий A-зависимость сечений образования пионов, протонов и антипротонов.

P (ГэВ/с)	Положительные частицы			Отрицательные частицы		
	0,4	0,6	2,0	0,4	0,6	2,0
$\alpha_{\pi^{\pm}}$	$0,88 \pm 0,11$	$0,83 \pm 0,18$	$0,81 \pm 0,12$	$0,87 \pm 0,12$	$0,84 \pm 0,14$ $-0,20$	$0,74 \pm 0,12$
$\alpha_{p, \bar{p}}$	$1,01 \pm 0,14$	$1,21 \pm 0,14$	-	-	$0,89 \pm 0,18$ $-0,27$	-

Таблица 4. Отношение выходов адронов.

P (ГэВ/с) мишень	P/ π^+			P/ π^-		
	0,4	0,6	0,4	0,6	0,4	0,8
W	$0,49 \pm 0,04$	$0,42 \pm 0,04$	$\leq 1,0 \cdot 10^{-5}$	$(4,64 \pm 1,29) \cdot 10^{-5}$	-	-
Al	$0,36 \pm 0,05$	$0,17 \pm 0,02$	$(2,95 \pm 2,10) \cdot 10^{-5}$	$(4,17 \pm 1,49) \cdot 10^{-5}$	$(9,02 \pm 2,17) \cdot 10^{-5}$	-

Подписи к рисункам:

Рис.1. а) Схема размещения магнитооптического канала и экспериментального оборудования. L_{1+4} - квадрупольные линзы типа 20K100, M_1 и M_2 - магниты типа СП56/3 и СПО32, соответственно, ИК - коллиматор, определяющий импульсное разрешение спектрометра, М - мишень, ВЭК - вторичноэмиссионная камера, БР-2 - слой ядерной фотоэмульсии, ПК - пропорциональная камера.

б) Огибающая вторичного пучка в канале.

Рис.2. а) Распределение визуально найденных событий по плотности зерен g^* , углам погружения α^F и углу β^F в плоскости слоя и сравнение с углами α^{rel} и β^{rel} для релятивистских частиц пучка.

б) Сравнение визуально отобранных событий по многократному рассеянию с рассеянием протонов такого же импульса. Здесь $\sqrt{\langle \varnothing^2 \rangle}$ - среднеквадратичное смещение трека (мкм).

Рис.3. а) Зависимость отношения примеси позитронов в положительном вторичном пучке, рассчитанная для Al и W мишеней в сравнении с измеренными.

б) То же, что а), но для отрицательных частиц.

Рис.4. Зависимость инвариантной множественности под нулевым углом для положительных (а) и отрицательных (б) пионов от скорости в лабораторной системе.

Рис.5. Зависимость показателя Λ -зависимости от импульса адронов, построенная по отношению сечений образования на W и Al для положительных (а) и отрицательных (б) пионов, протонов (в) и антипротонов (г).

Рис.6. Отношение отношений выходов антипротонов и отрицательных пионов для W и Al в зависимости от импульса частиц.

Рис.7. а) Зависимость от импульса отношения выходов протонов и положительных пионов.

б) Зависимость от импульса отношения выходов антипротонов и отрицательных пионов.

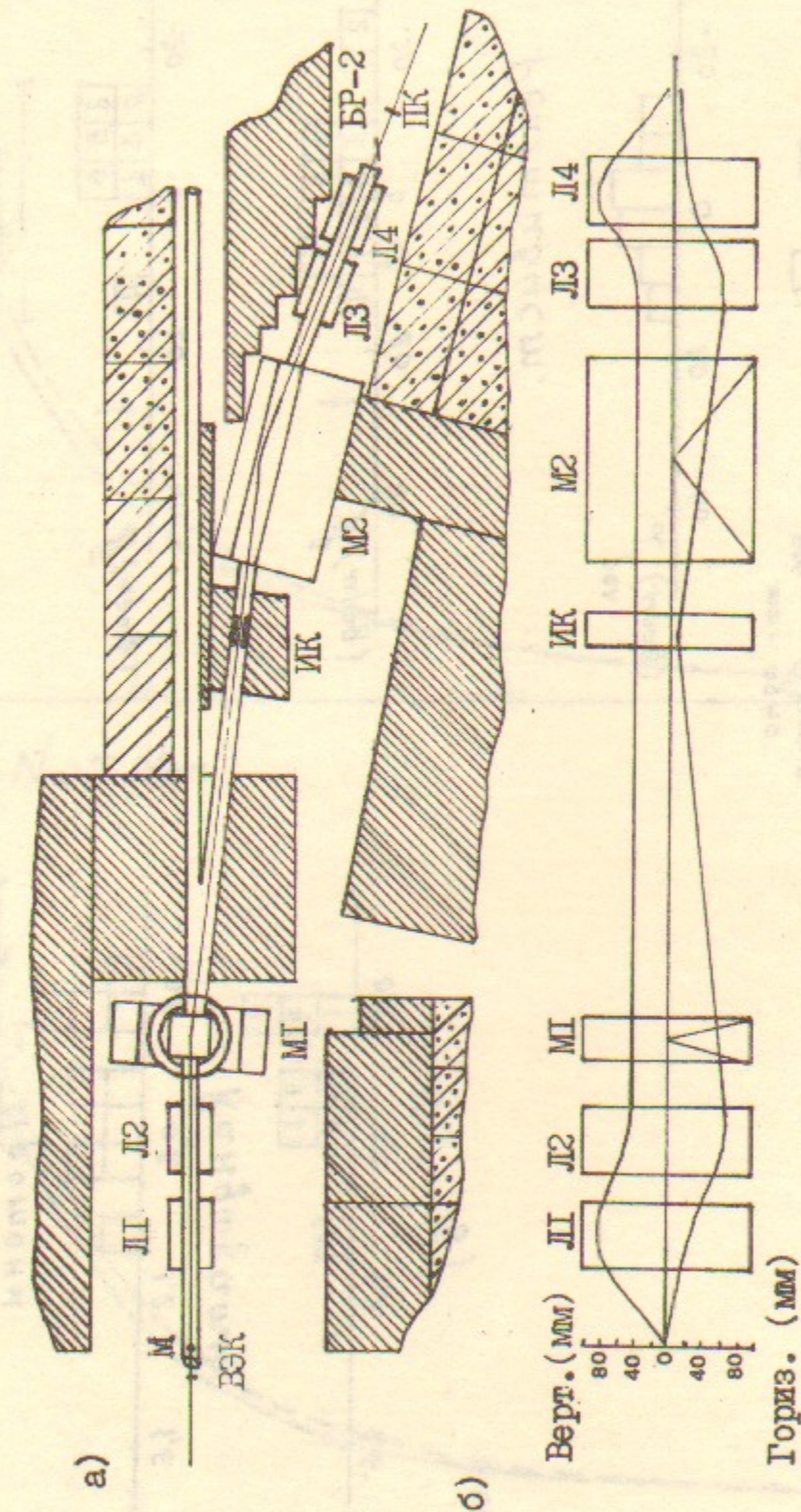


Рис. 1

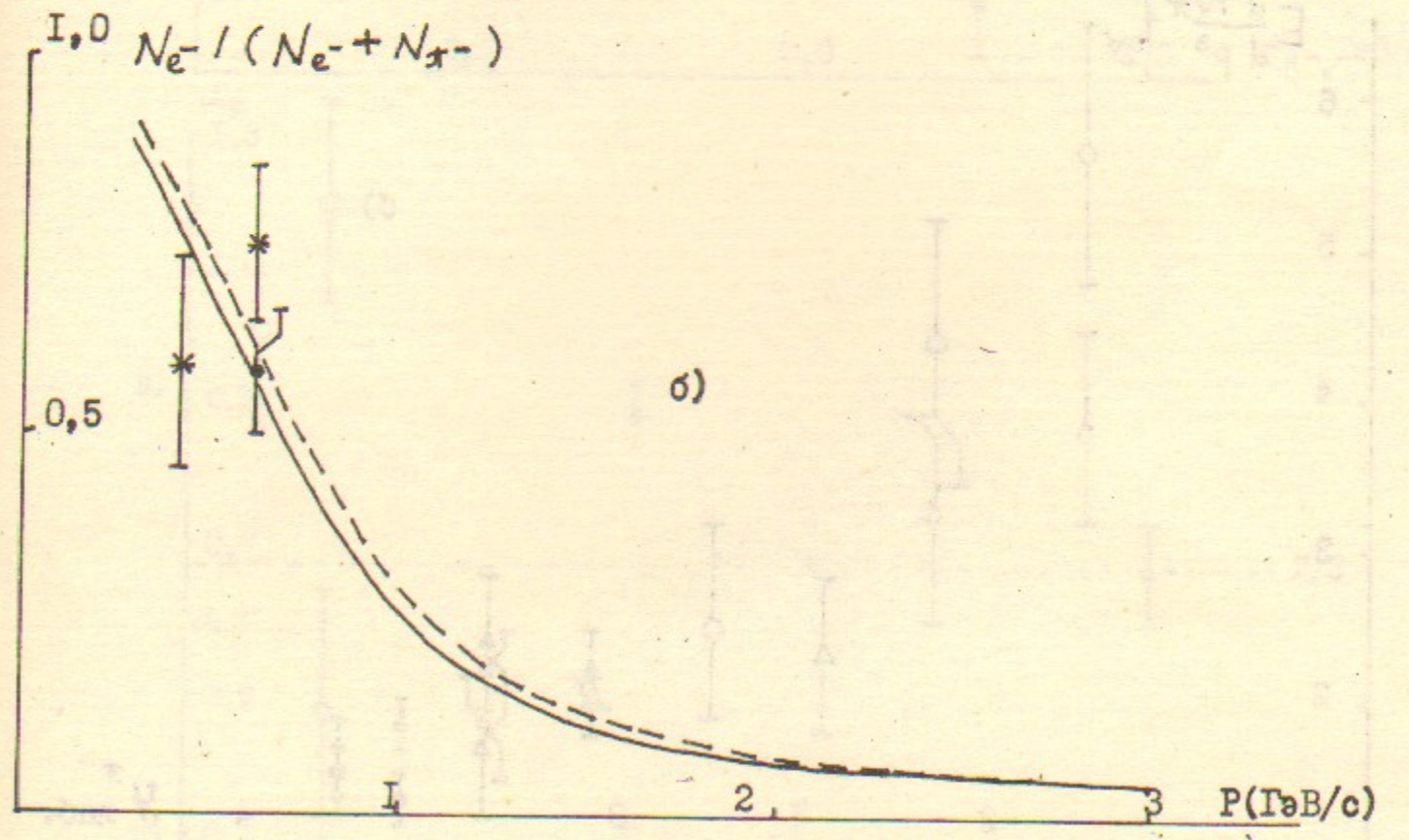
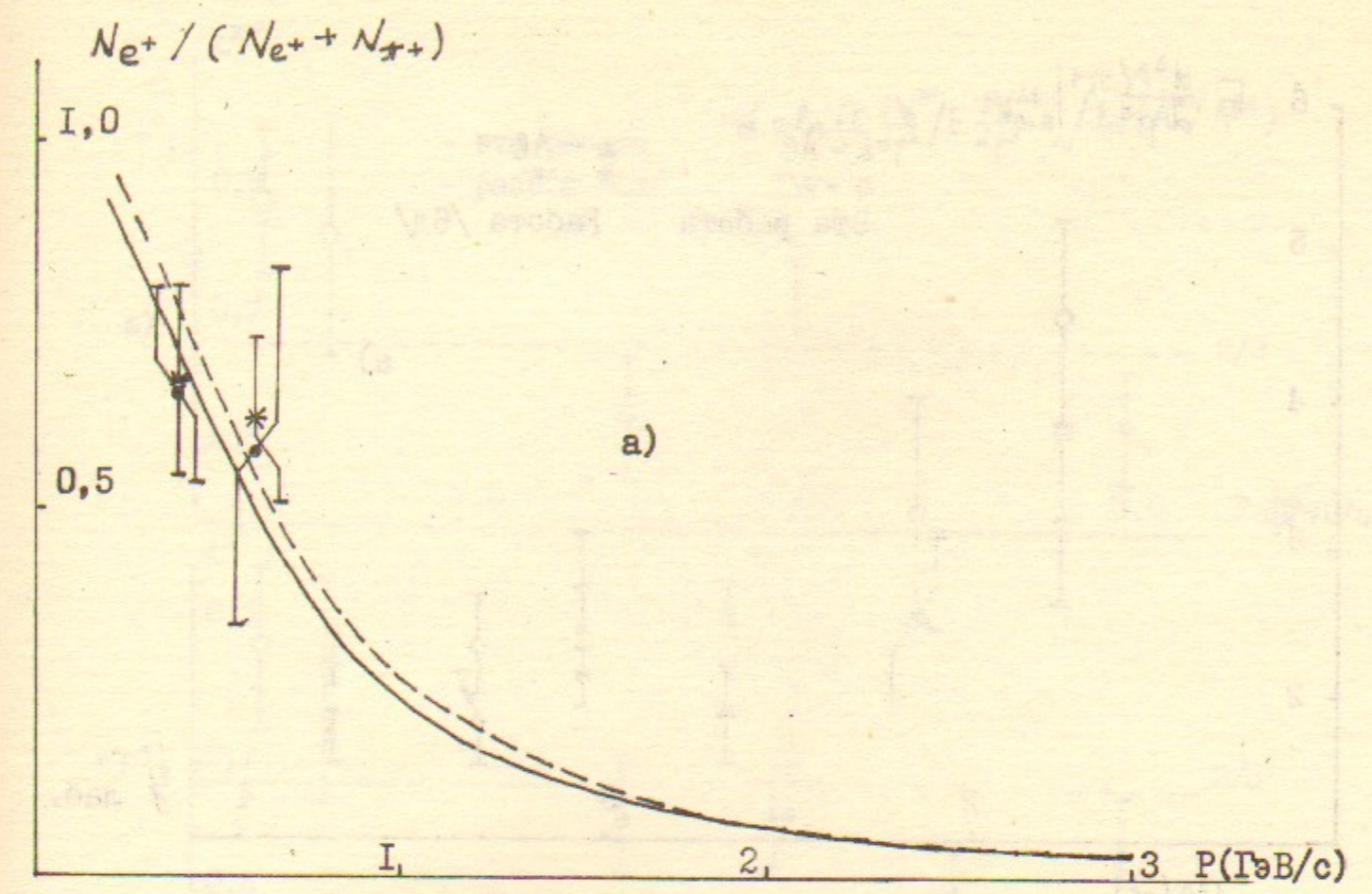
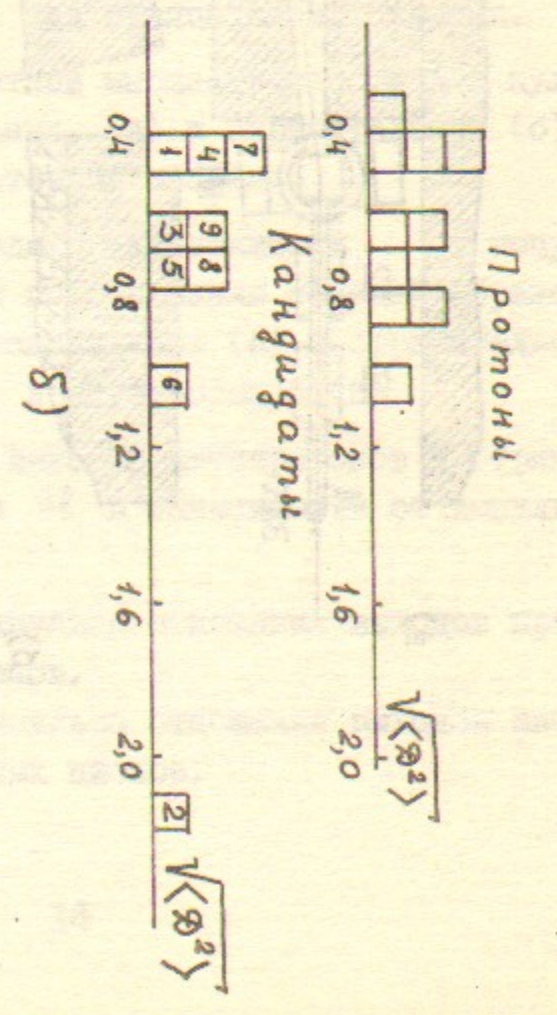
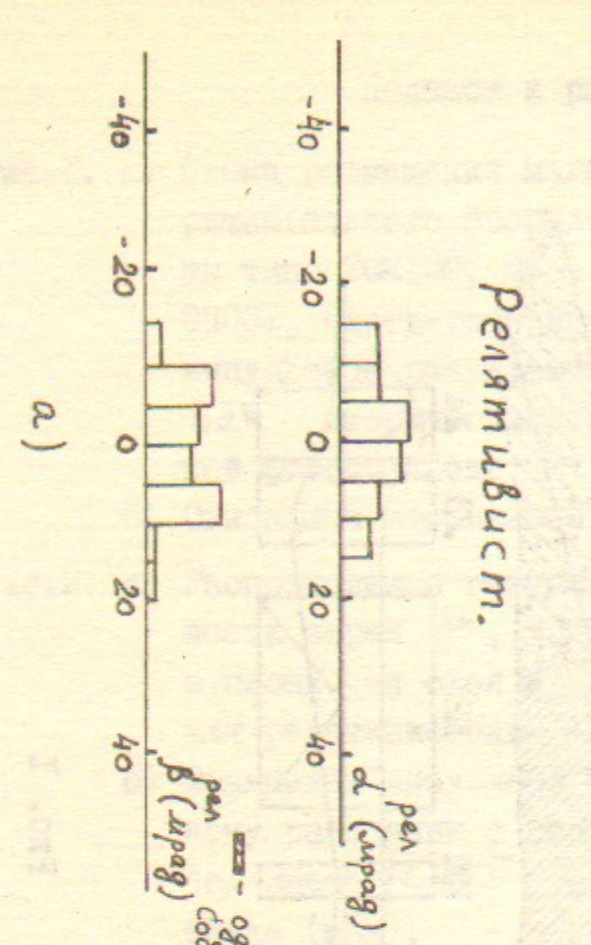
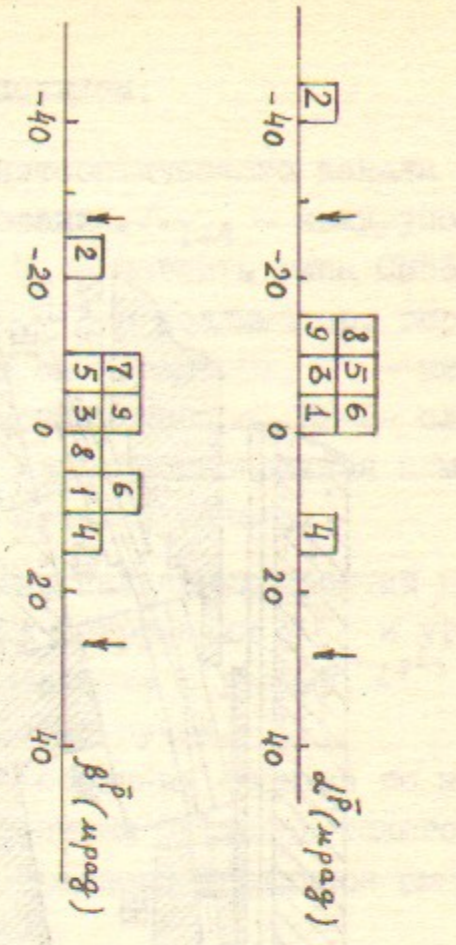
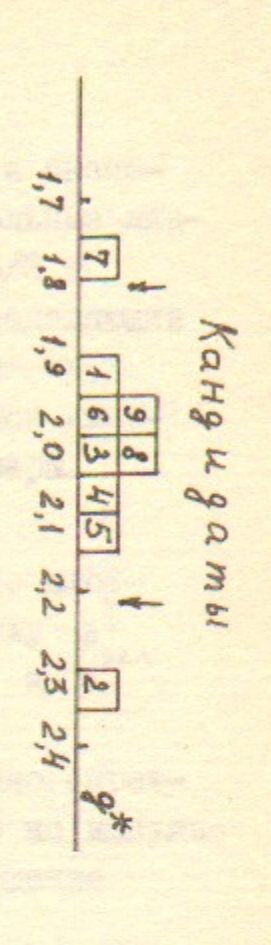


Рис. 3



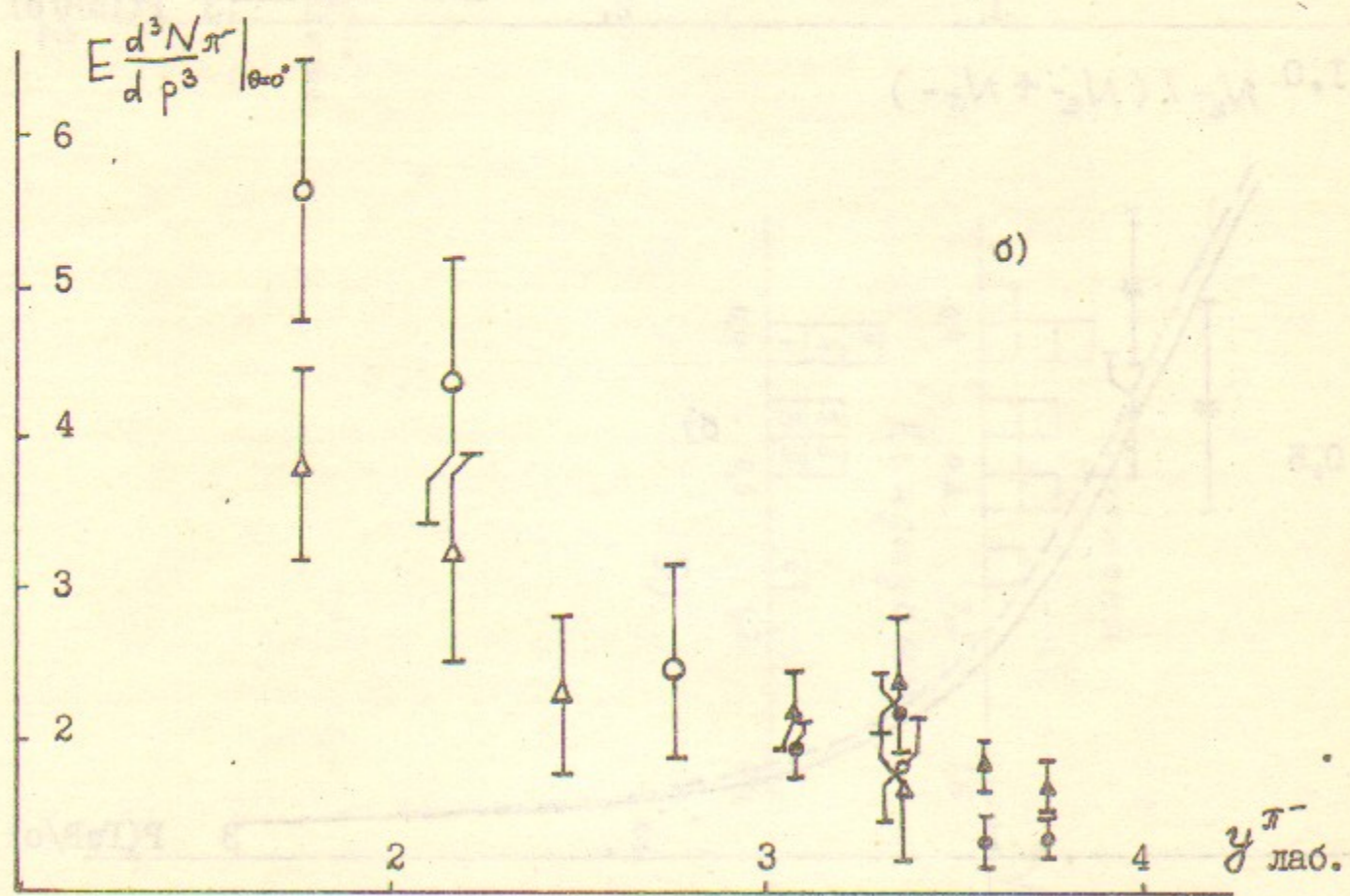
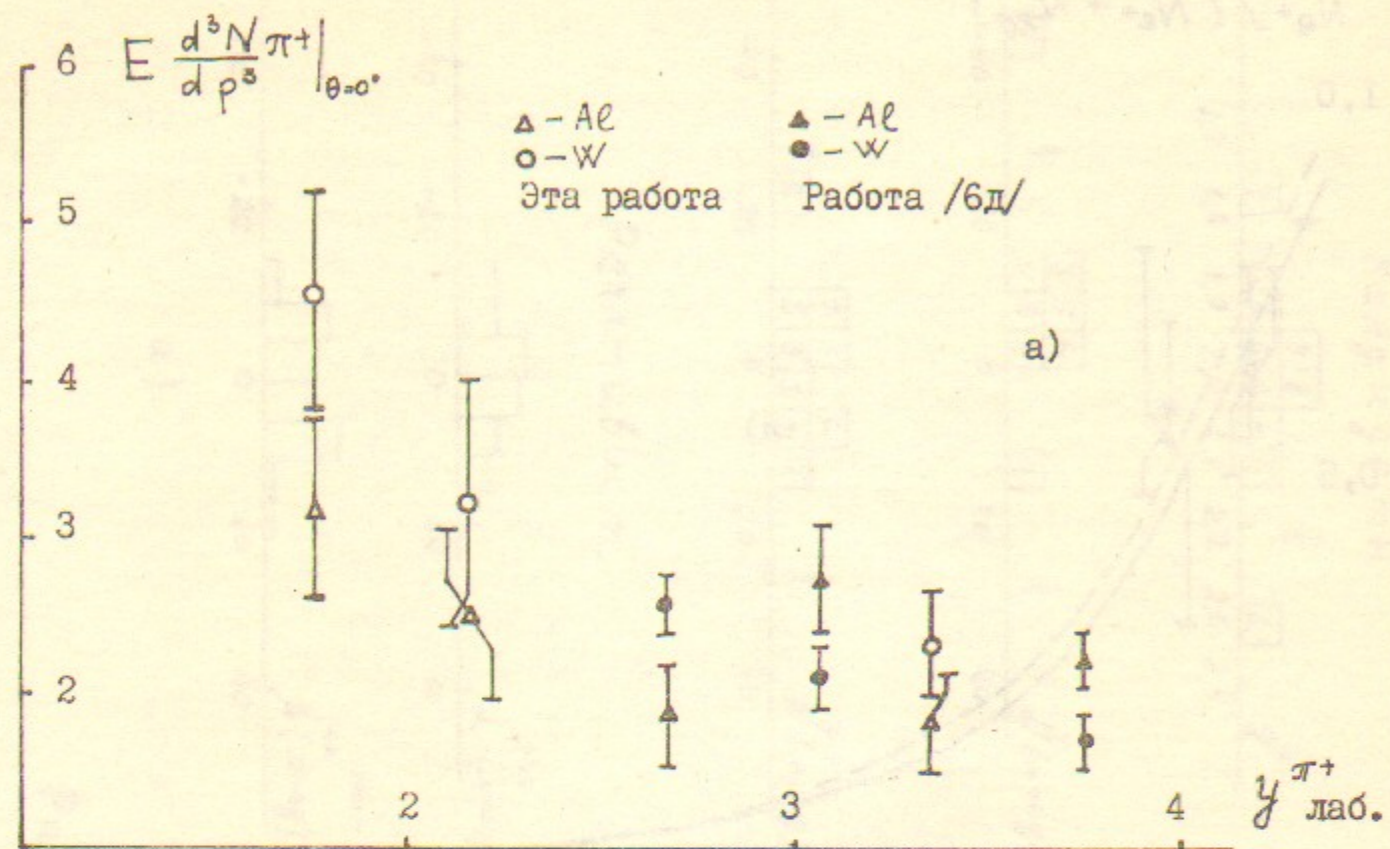


Рис. 4

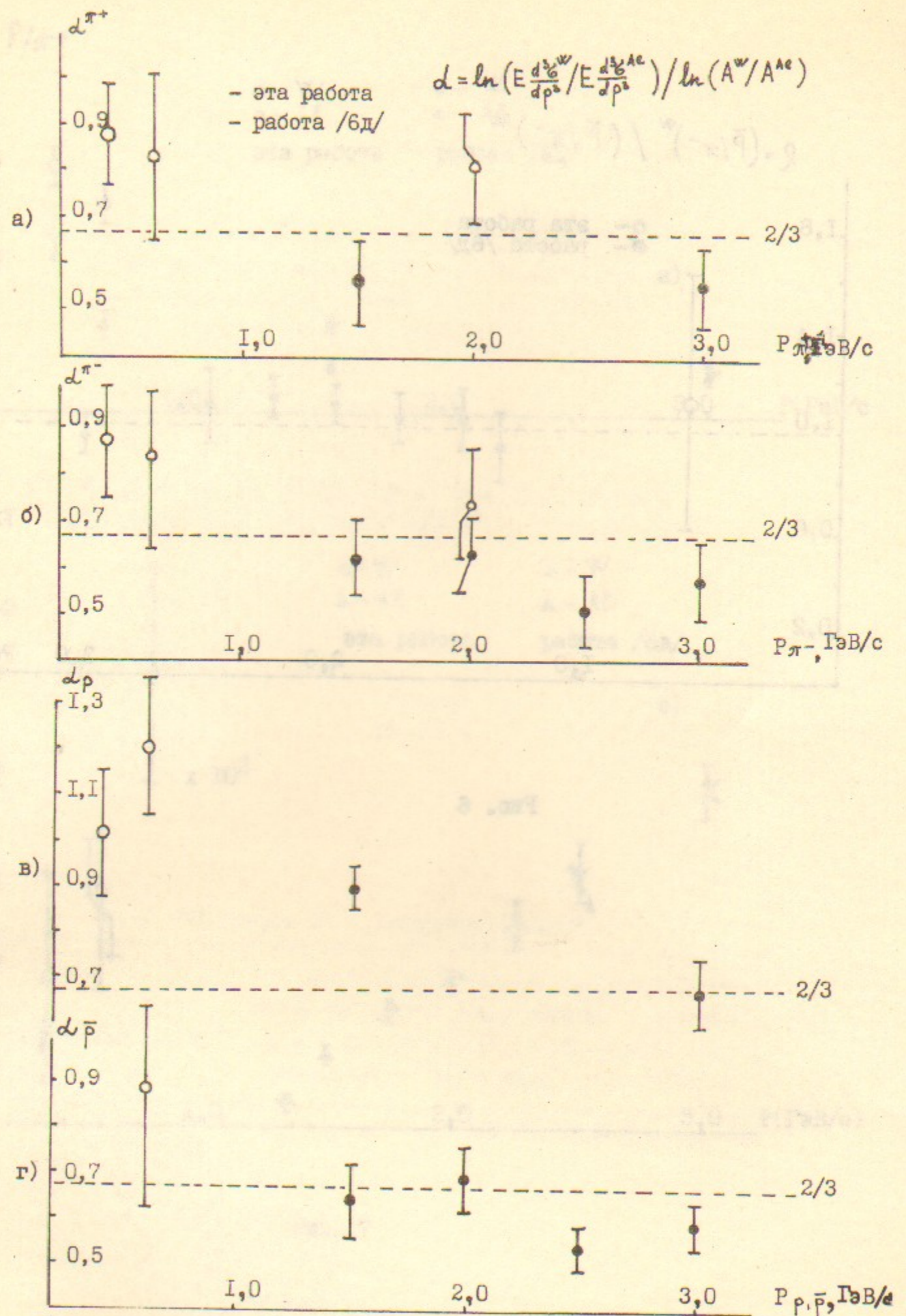


Рис. 5

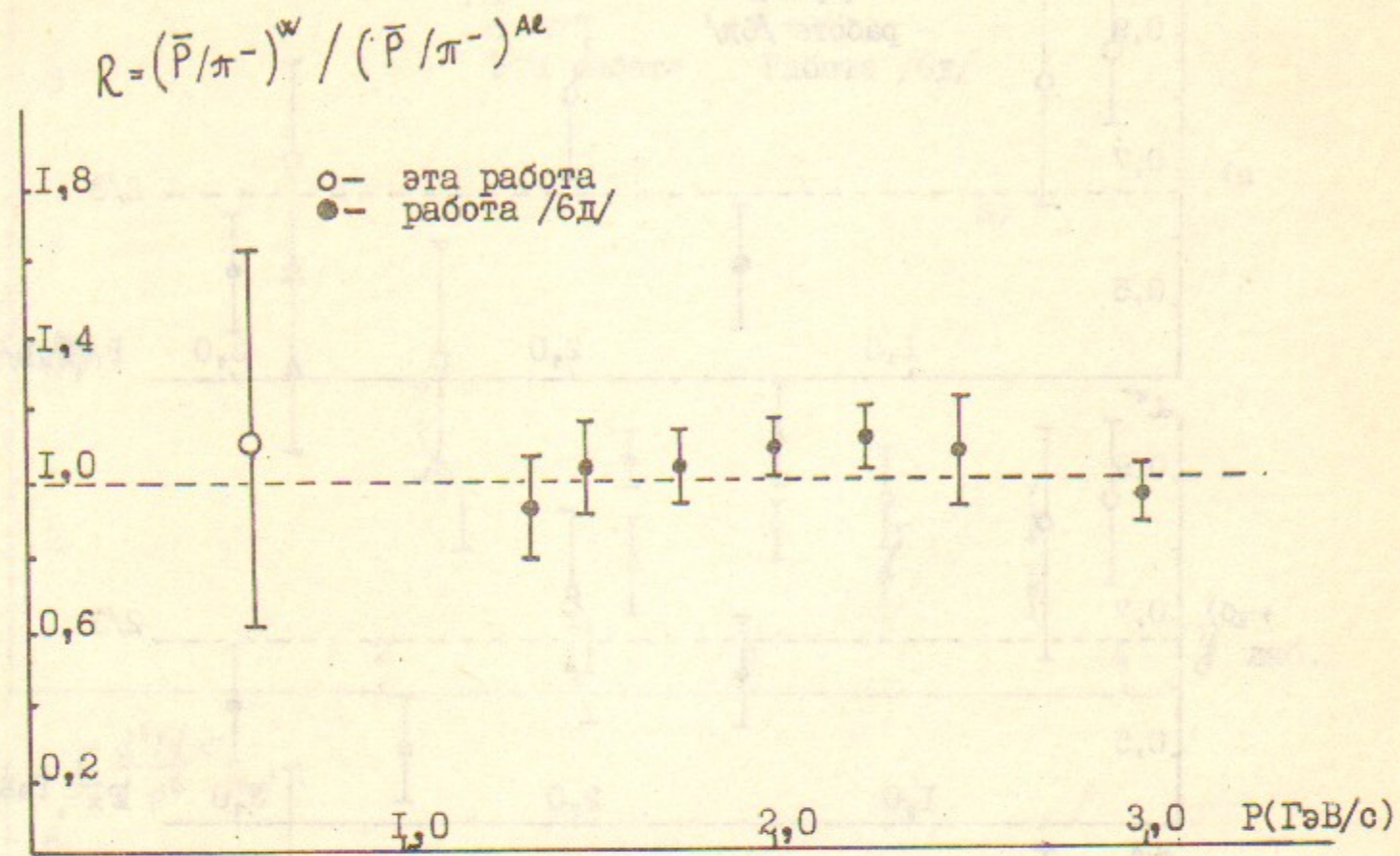


Рис. 6

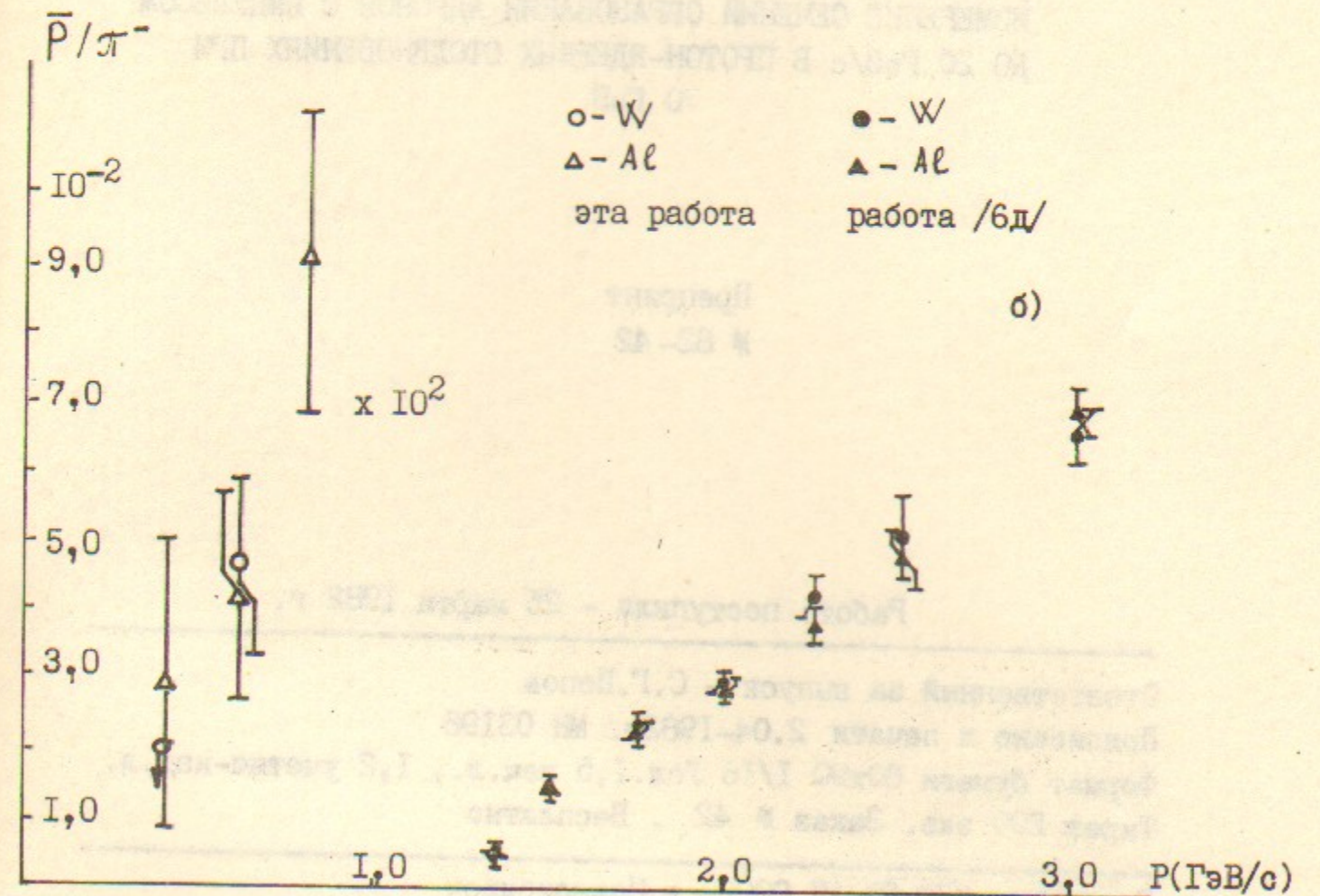
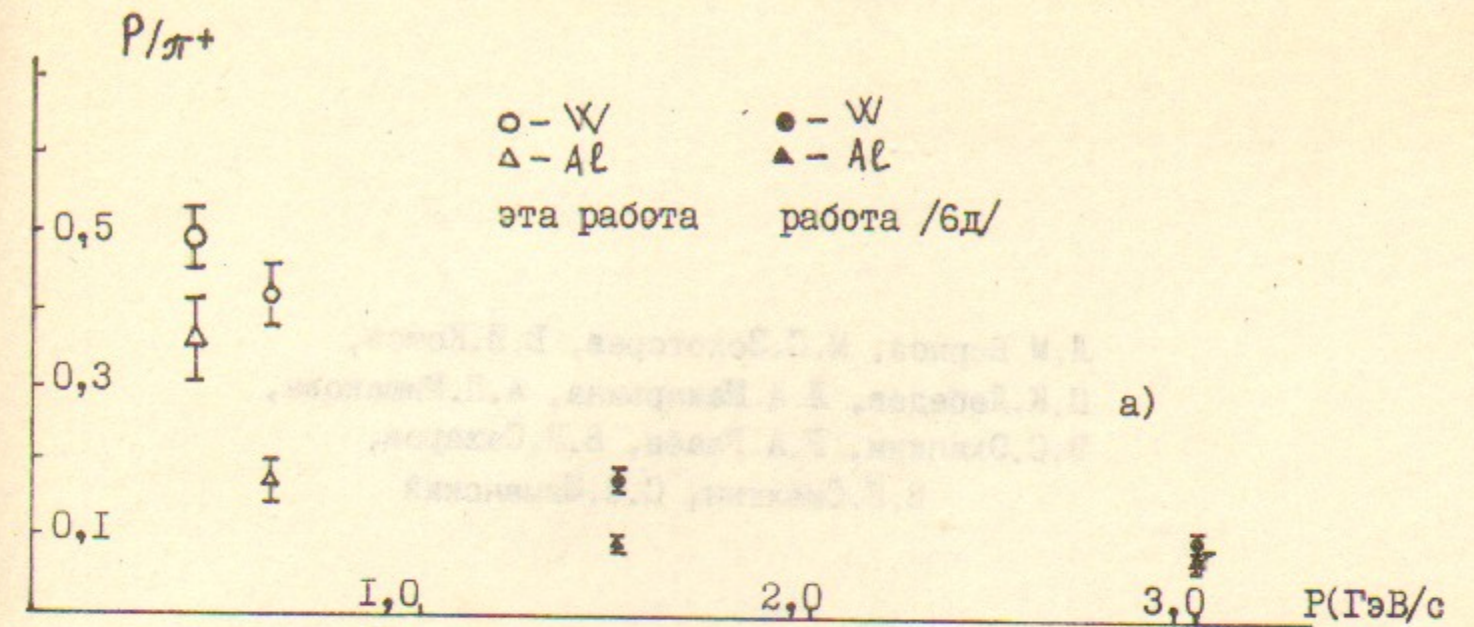


Рис. 7

Л.М.Барков, М.С.Золоторев, В.И.Котов,
П.К.Лебедев, Л.А.Макарьина, А.П.Мишакова,
В.С.Охапкин, Р.А.Рзаев, В.П.Сахаров,
В.П.Смахтин, С.С.Шиманский

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЙ ОБРАЗОВАНИЯ АДРОНОВ С ИМПУЛЬСОМ
ДО 20 ГэВ/с В ПРОТОН-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ ПРИ
70 ГэВ

Препринт
№ 82-42

Работа поступила - 25 марта 1982 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов
Подписано к печати 2.04-1982г. МН 03196
Формат бумаги 60x90 1/16 Усл.1,5 печ.л., 1,2 учетно-изд.л.
Тираж 290 экз. Заказ № 42 . Бесплатно

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск