

С 315
Б - 202



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. П.Н.ЛЕБЕДЕВА АКАДЕМИИ НАУК СССР
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

151

P1 - 6212

А.М.Балдин, Н.М.Вирясов, Б.Б.Говорков, И.М.Граменицкий, А.И.Лебедев,
А.В.Самойлов, Ю.М.Сапунов, А.М.Фролов, В.А.Царев, М.Д.Шафранов

ЭКСПЕРИМЕНТЫ
ПО ФИЗИКЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
НА ЖИДКОВОДОРОДНОЙ КАМЕРЕ "ЛЮДМИЛА"

P1 - 6212

А.М.Балдин, Н.М.Вирясов, Б.Б.Говорков, И.М.Граменицкий, А.И.Лебедев,
А.В.Самойлов, Ю.М.Сапунов, А.М.Фролов, В.А.Царев, М.Д.Шафранов

ЭКСПЕРИМЕНТЫ
ПО ФИЗИКЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
НА ЖИДКОВОДОРОДНОЙ КАМЕРЕ "ЛЮДМИЛА"

Рукопись поступила в издательский отдел
3 января 1972 г.

І. В В Е Д Е Н И Е

Успешный запуск 2 - метровой жидководородной камеры "ЛЮДМИЛА" Лаборатории высоких энергий ОИЯИ на пучках серпуховского ускорителя открывает большие возможности для исследования широкого класса процессов физики элементарных частиц.

В настоящем проекте предлагается использовать имеющееся время (около года) до создания универсального сепарированного пучка на эту камеру для облучения камеры фотонами высоких энергий. Такое облучение позволит выполнить ряд важных исследований в области физики электромагнитных взаимодействий. Целесообразность использования вторичных фотонных и лептонных пучков протонных ускорителей отмечалась М.А.МАРИОВЫМ еще в 1960 году /1/. Использование этих пучков позволяет изучать электромагнитные процессы при энергиях, не достигнутых на электронных ускорителях. Предложения экспериментов в лептонных и фотонных пучках были сделаны для многих протонных ускорителей, в том числе и для серпуховского /2,3/. Интересный вариант получения сепарированных электронных пучков на протонном ускорителе был предложен А.В.САМОЙЛОВЫМ и А.М.ФРОЛОВЫМ /3/.

Измерения, проведенные недавно объединенной группой ФИАН-ИФЭ-Ер.ФИ на серпуховском ускорителе, показали, что вторичный электронный пучок протонного ускорителя ИФЭ имеет параметры, позволяющие с успехом использовать его для изучения электромагнитных процессов. Был получен пучок электронов с энергией 40 Гэв, интенсивностью $1,3 \cdot 10^5$ (цикл и с примесями других частиц $1 \pm 1\%$). Исследования электромагнитных взаимо-

действий является прямым и логическим продолжением программы исследований взаимодействий частиц высоких энергий, проводимой в ИФВЭ. Так, обнаруженное в Серпухове поведение полных сечений взаимодействия π^+ и K^+ мезонов с протонами и амплитуды регенерации K^0 -мезонов делают особенно интересными измерения полного сечения фотопоглощения, проводимые в настоящее время в ИФВЭ. Электромагнитные процессы постоянно привлекают внимание исследователей в связи с возможностями, которые они открывают для изучения структуры адронов и особенностей их взаимодействия на основе хорошо изученных законов электромагнетизма. При изучении электромагнитных процессов обнаруживается ряд важнейших закономерностей, таких, как векторная доминантность, масштабная и инвариантность и др., проливающих свет на структуру и взаимодействие адронов.

Ниже рассматривается физическая проблематика и возможные экспериментальные исследования на электронном пучке ускорителя ИФВЭ с помощью 2-метровой жидководородной пузырьковой камеры ОИЯИ. Предлагаемая программа не претендует на полноту, но, по мнению авторов, может служить доказательством целесообразности и важности подобных измерений.

Основные постановки задач определяются возможностями методики жидководородных камер. Сечение взаимодействия электрон-протон слишком мало. Камера облучается пучками тормозных фотонов. Главная трудность - непрерывность спектра фотонов - преодолевается следующими способами:

а) Система "мечения" фотонов (см. рис. I). Моноэнергетические электроны с энергией E_e тормозятся в тонком радиаторе.

Анализирующий магнит (С) выделяет вторичные электроны с энергией E_f и в зависимости от энергии тормозного фотона направляет в соответствующий канал телескопа сцинтилляционных счетчиков (ТС). Это определяет энергию фотона путем соотношения

$$E_\gamma = E_e - E_f .$$

Большинство фотонов проходит пузырьковую камеру без взаимодействия (нормальные дозировки 50-80 фотонов за импульс определяются загрузками камеры электрон-позитронными парами, образующимися в водороде). Информация системы "мечения" не регистрируется, если одновременно возникает сигнал от ливневого счетчика (S) позади пузырьковой камеры. Событие также не регистрируется, если γ -квант вызвал реакцию в окошке камеры (сцинтилляционный счетчик позади окошка камеры). Таким образом, регистрируются только фотоны, которые вызывают взаимодействие в водороде камеры (e^+e^- - пары, реакции фоторождения).

Импульсный магнит (С), стоящий перед конверсионной мишенью (Т), перемещает в горизонтальной плоскости пучок в течение импульса.

Таким образом, энергия фотона определяется положением вершины события в горизонтальной плоскости объема камеры, которое скоррелировано с каналом сцинтилляционного счетчика. Эта система была разработана в дипломных работах С.РИСЕРА и Б.НАРОС-КА (D E S γ) и использована в ряде экспериментов. Необходимая интенсивность электронов 10^8 е/цикл.

Спектр фотонов был измерен от 0,5 до 5 Гэв, и было выяснено, что в соответствии с ожиданием разрешение годоскопа оказалось ± 100 Мэв.

б) Системы, позволяющие получать квазимонохроматическое поляризованное тормозное излучение на кристаллах. Типичный спектр такого излучения и поляризации для $E_{\gamma} = 7,2$ Гэв показаны на рис. 2.

Основную роль здесь играет не столько монохроматичность, сколько поляризация. Основная трудность в создании такой системы - гониометры, позволяющие с большой точностью ориентировать пластины кристалла по отношению к пучку. Эта система будет создана на первом этапе реализации предлагаемой программы.

в) Системы, реализующие квазимонохроматичность аннигиляционного излучения позитронов.

г) Системы, основанные на трансформации лазерного излучения.

Системы (в) и (г) требуют значительно более высоких интенсивностей электронных пучков, чем это достигнуто в ИФВЭ. Существуют и другие системы, однако они недостаточно разработаны (во всяком случае в Советском Союзе).

В таблице I приведена сводка всех экспериментов, которые были проведены по наиболее характерной реакции $\gamma\rho$ -взаимодействия. Сводка взята из материалов Международной конференции по взаимодействиям фотонов и электронов при высоких энергиях (Корнелл - август 1971 г.). Реакция $\gamma\rho \rightarrow \rho^0\gamma$ идет с большим парциальным сечением (около 10% от полного), тем не менее мировая статистика пока еще довольно бедна даже при энергиях $E_{\gamma} < 6$ Гэв. Кроме того, как видно из таблицы, основные данные по этой реакции получены на трековых приборах, в том числе значительный объем работы выполняется на жидководородных камерах. Камеры облучаются не только мечеными и квазимонохроматическими фотонами, но и фотонами спектра тормозного

излучения. Статистика по другим многочастичным реакциям значительно беднее. Таким образом, рассматриваемая область явлений находится в начальной стадии изучения даже при энергиях фотонов $E_\gamma < 6$ Гэв, где имеется несколько электронных ускорителей. Предлагаемые эксперименты существенно расширяют доступную для изучения область энергий фотонов.

В нашем распоряжении пока нет системы мечения фотонов, вопрос о создании системы мечения для камеры "ЛЮДМИЛА" в настоящее время изучается.

Облучение камеры фотонами сплошного спектра представляется не очень эффективной процедурой, хотя и реализуемой в самые короткие сроки. Этот вариант рассматривается нами как резервный. Основным вариантом предлагается рассматривать облучение камеры квазимонохроматическими поляризованными фотонами когерентного тормозного излучения на кристалле алаза. В УФИИ имеется большой опыт по созданию гониометрических систем, обеспечивающих хорошие параметры такого излучения. Предварительные оценки и соответствующие переговоры с физиками УФИИ нами проведены. Оценки показали, что имеется возможность использования существующих гониометрических систем. Облучения камеры поляризованными фотонами дает редкие возможности исследования реакций при высоких энергиях, когда известны поляризации частиц в начальном и конечном состояниях, возможность исследования множественного образования частиц поляризованными фотонами и т.п.

В разделе II излагаются постановки задач по исследованию реакций, имеющих достаточно большие сечения и представляющих значительный интерес для теории. В разделе III кратко описан расчет параметров пучка позитронов, который можно создать при

заданном расположении камеры "Людмила", ускорителя ИФЭ на базе действующего канала № 9.

В разделе IУ приведены результаты оценок, затрат ресурсов, необходимых для получения физических результатов. Оценки сделаны для первого этапа работы, который можно завершить в течение ближайшего года.

Дальнейшая перспектива развития физики электромагнитных взаимодействий на камере "Людмила" будет зависеть от времени введения в строй универсального сепарированного пучка и конкурентоспособности программ, которые будут для этого предложены.

II. ПРОБЛЕМАТИКА

I. Полное сечение фотопоглощения

Прежде чем рассматривать отдельные каналы фотон-нуклонного взаимодействия, кратко обсудим ожидаемое поведение полного сечения γN - взаимодействия.

В настоящее время $\sigma_{\pm}(\gamma N)$ измерено до $\nu \approx 20$ Гэв, рис.3. Наиболее популярным выражением для ν -зависимости σ_{\pm} в этой области является:

$$\sigma_{\pm}(\nu) = A + \frac{B}{\sqrt{\nu}} \quad (1)$$

Это соотношение вытекает из модели Редже для амплитуды переднего комптон-э(ффекта):

$$\text{Im } f_{\pm}(\nu) = \frac{4\pi}{\nu} \sigma_{\pm}(\nu) \quad (2)$$

при учете вклада $P(\alpha_P(0) = 1)$, P' и ρ_2

$$(\alpha_{P'}(0) = \alpha_{\rho_2}(0) = 1/2) \quad \text{траекторий.}$$

Имеющиеся экспериментальные данные дают для протона:

$$\begin{aligned} A &\approx 98, \\ B &= B_{p'} + B_{d_2} \approx 65. \end{aligned} \quad (3)$$

Используя (I) и (3), можно найти ожидаемые значения в области 20–100 Гэв (кривая I, рис. 4). Измерение $\sigma(\gamma p)$ и сравнение его с адронными сечениями интересно с точки зрения проверки моделей векторной доминантности и кварков. Особый интерес эти измерения приобрели после обнаружения в Серпухове специфического поведения $\sigma_{\pi^+ p}$ и $\sigma_{K^+ p}$.

Заметим, что несколько иную зависимость $\sigma_{\pi^+}(\nu)$ от энергии дает^{/4/} модель комплексных полюсов Редме:

$$\sigma(\nu) = A + \frac{B}{\sqrt{\nu}} \cos(\varphi + \alpha_T \ln \nu), \quad (4)$$

здесь φ - фаза вычета и α_T - мнимая часть ρ' траектории.

Интересно отметить, что модель (I) с учетом имеющихся данных приводит с необходимостью к существованию (фиксированного) полюса с $\alpha(0) = 0$ в амплитуде комптон-эффекта^{/5/}.

Наоборот, модель КРР (4) допускает отсутствие ф.п., причем в этом случае при $\nu > 20$ Гэв предсказывается ν -зависимость, заметно отличная от (I) (кривая 2, рис. 4).

Если точность измерения σ_{π^+} в области $\nu \approx 20$ Гэв будет достаточной, чтобы различить кривые (I) и (2), то это может способствовать решению чрезвычайно важного для теории Редме вопроса о существовании ф.п. в электромагнитных амплитудах. (Напомним, что ф.п. правильной сигнатуры в амплитудах сильных

взаимодействий в отличие от электромагнитных и слабых, запрещены условием унитарности. Поэтому обнаружение ф.п. в амплитуде комптон-эффекта было бы важно для выявления специфики электромагнитных процессов при высоких энергиях).

2. Множественное фоторождение

Наибольший объем информации, который может быть получен в камере при облучении потоком фотонов с энергией $E \sim 20-40$ Гэв связан с процессами множественного фоторождения. В настоящее время изучение множественных процессов составляет одну из центральных задач физики частиц. Множественное фоторождение наряду с (множественным) образованием частиц в чисто адронных реакциях позволит получить сведения, необходимые для понимания структуры адронов, механизма взаимодействия при высоких энергиях, а также специфики электромагнитных взаимодействий. (Напомним, что именно в неупругом $e-\rho$ рассеянии было найдено наиболее значительное отклонение от модели векторной доминантности, т.е. от представления об адроноподобном характере фотонов).

При систематическом изучении неупругих процессов удалось выявить ряд важных особенностей, свойственных неупругим адрон-адронным и лептон-адронным процессам.

Так показано, что рождающиеся пионы имеют малые поперечные импульсы $p_{\perp} < 0,5$ Гэв относительно оси столкновения. В ряде случаев найдено, что распределения частиц с ростом энергии стремятся к пределам, не зависящим от энергии. В неупругом $e-\rho$ рассеянии обнаружено явление масштабной инвариантности, которое, возможно, может быть обобщено и на другие процессы.

Таблица 1

Experiments on ρ^0 Photoproduction, $\gamma p \rightarrow \rho^0 p$

Technique	Beam	Photon Energy (GeV)	Particles Detected	Number of ρ^0 Events Above 2 GeV	Remarks
CEA ²¹ Collaboration		5.6		500	Final state $p\pi^+\pi^-$ is 3 (or 4) -
DESY ²² (ABBHM)	HBC bremsstrahlung	5.6	π^+, π^-, π^0	2000	constrained; background from other reactions is negligible; no data below $ t = 0.02 \text{ GeV}^2$
SLAC-Weizmann- Tel Aviv ²⁴	quasi monochromatic	2-8		3000	
SLAC-Berkeley- Tufts ^{23,28}	Laser beam, lin. coll., approx. monochromatic	2.8; 4.7 9.3		6000	
SLAC ²⁰	Streamerch bremsstrahlung	2-16		400	
DESY (ABBHM) ²⁰	tagged γ beam	3-6		2000	
DESY ³¹ (Blechschild et al.)	tagged γ beam	3-5		350	1 constraint, $\sin^2\theta$ assumed
Cornell ³²	bremsstrahlung	4-8.5	π^+, π^-	many	inelast. BG sub- tracted at 8.5 GeV
DESY MIT ³³	counter set up	0.7		10^5	inelast. BG not excluded
SLAC ³⁴ (Bulos et al.)	monochromatic	9		1400	0 con- straint $\sin^2\theta$ assumed
SLAC ³⁵ (Anderson et al.)	bremsstrahlung	6-18	p and missing mass	many	1 constraint, missing mass technique; resolution not good enough to separate ρ and ω production
CEA (Gladding et al.)	Tagged γ beam	3-4.7	p and missing mass		

Для объяснения экспериментальных фактов был предложен целый ряд теоретических моделей, таких, как мультипериферическая, мультиреджеонная, статистическая, фэйрболльная, партонная и др. Существенные черты этих моделей получили отражение в так наз. гипотезе предельной фрагментации ^{/6/}, согласно которой для инклюзивных реакций типа $a + b \rightarrow c + \dots$ в системе покоя мишени существует предел

$$\rho_0^2 \frac{d\sigma}{dp_{\parallel}^2 dp_{\perp}^2} = \rho(p_{\parallel}, p_{\perp}, E) \rightarrow \rho_{\infty}(p_{\parallel}, p_{\perp}), \quad (I)$$

к которому стремится сечение образования фрагментов мишени. (Аналогичные пределы существуют и для сечений с регистрацией 2-х, 3-х и т.д. частиц). Точно так же в системе покоя налетающей частицы существует предел, к которому стремится сечение фрагментации налетающей частицы. Не трудно показать ^{/7/}, что существование таких пределов фактически эквивалентно масштабной инвариантности Фейнмана ^{/8/}, согласно которой при больших энергиях сечение $\rho_0 d\sigma/d^3p$ является функцией только p_{\perp} и $x = p_{\parallel}/p_0$.

Предел (I) простым способом может быть получен посредством обобщенной оптической теоремы ^{/9/}, связывающей сечения инклюзивных процессов типа

$$a + b \rightarrow c + \dots \quad (2)$$

со свойствами амплитуд реакции

$$a + b + \bar{c} \rightarrow a + b + \bar{c}. \quad (3)$$

В модели полюсов Редже удается также предсказать характер выхода на асимптотику:

$$P(P_{II}, P_L, E) = P_{\infty}(P_{II}, P_L) + E^{\alpha-1} P'(P_{II}, P_L), \quad (4)$$

где α связана с невакуумными редже-обменами /6/(3), а использование факторизации позволяет связать предельные распределения f_{∞} для различных процессов. В частности, для интересующих нас реакций, инициированных фотонами, можно получить /10/:

$$P(\rho \xrightarrow{\gamma} c) = P_{\infty}(\rho \xrightarrow{\gamma} c) \sigma_c(\gamma\rho) / \sigma_+(\rho, \gamma), \quad (5)$$

$$P_{\infty}(\rho \xrightarrow{\gamma} c) = P_{\infty}(\rho \rightarrow c) \sigma_c(\gamma\rho) / \sigma_+(\pi^{\pm}\gamma),$$

где $P(\rho \xrightarrow{\gamma} c)$ соответствует инклюзивным реакциям $q + p \rightarrow c + \dots$. Таким образом, ожидается, что функция распределения

$P_{\infty}(P_{II}, P_L)$ является (с точностью до нормировочного фактора) универсальной функцией для фрагментации нуклона в адрон вне зависимости от вида налетающей частицы.

Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные и теоретические модели предсказывают рост множественности с энергией :

$$\bar{n} \sim \ln E.$$

На рис.5а приведены данные по E-зависимости сечений фоторождения 2,3,... частиц, из которых виден увеличивающийся с E вклад в $\sigma_+(\gamma\rho)$ множественного рождения.

На рис.5б, 6 приведены имеющиеся данные по сечениям различных каналов ($\gamma\rho \rightarrow p\pi^+\pi^-$, pK^+K^- , $p\rho\rho$, $p\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$) и т.д.

Если полное сечение σ_{p} - взаимодействия постоянно, а множественность растет, то, очевидно, парциальные сечения каналов с рождением определенного числа (n) частиц должны достигать максимума при некоторой энергии E_n и затем падать. Экстраполируя имеющиеся данные по неупругим адрон-адронным процессам и используя соотношения типа (5), можно оценить парциальные сечения различных множественных фотореакций $\gamma + p \rightarrow (n - \text{частиц})$. Результаты оценок для средней энергии $E \sim 30$ Гэв приведены в таблице II:

Таблица II

n	:	2	:	4	:	6	:	8	:	10
σ_{p}		30-40		25-30		20-25		10		3

Таким образом, ожидается, что средняя множественность составит $\bar{n} = 4$ и наиболее вероятными будут события с 2-, 4- и 6- частицами. Следует заметить, что ожидается увеличивающаяся с E доля процессов, в конечных состояниях которых будут присутствовать нейтральные частицы. Так, отношение сечения процессов с 2 заряженными частицами (или 2 заряженными и одной нейтральной) к сумме сечений с 2 заряженными и произвольным числом нейтральных составляет $R_2 \sim 2$. Для 4 заряженных $R_4 \sim 0,5$ и для 6 - $R_6 \sim 0,1$.

Основная трудность при изучении множественных процессов связана с тем, что огромное количество информации, заключенное в множественном событии, трудно "переварить" из-за отсутствия ясного выбора среди большого числа возможных наборов переменных и неоднозначности в теоретической интерпретации. Дополни-

тельная трудность возникает из-за большого числа нейтральных частиц, не наблюдаемых на эксперименте (в камере) и затрудняющих, таким образом, кинематический анализ события. Предполагаемая ниже программа первоочередных измерений множественных процессов свободна от трудностей, связанных с регистрацией нейтральных частиц. Эти измерения позволяют проверить в случае фотопроцессов существующие представления о масштабной инвариантности, предельной фрагментации, дуальности, выявить роль пионизации в фоторождении при высоких энергиях, а также проверить предсказания существующих моделей множественного рождения. В различных кинематических условиях могут быть изучены различные асимптотические режимы.

Данные по множественному рождению представляют интерес также для проверки различного рода правил сумм для неупругих реакций $/I2/$ и лежащих в их основе предположений об аналитических свойствах, асимптотическом поведении и "обобщенной дуальности". (При этом важно уметь выделить резонансные вклады по недостающей массе от фона). Мы надеемся, что проведение этих экспериментов будет стимулировать дальнейшие теоретические исследования в данной области.

Эксперименты условно разделены на три группы, соответствующие увеличивающемуся объему информации в измерениях:

а) В первую группу входят измерения, требующие только подсчета числа (заряженных) частиц, без кинематического анализа.

I. Средняя множественность как функция энергии фотонов

Фактически измеряется зависимость

$$\bar{n}_{зар} = f(E)$$

средней множественности заряженных частиц и сравнивается с предсказанием (6). Возможно, $\bar{n}_{зар}(E)$ растет с E медленнее, чем $\bar{n}(E)$.

2. Зависимость парциальных сечений от энергии

Изучается зависимость рождения n заряженных частиц ($n = 2, 3, 4, \dots$) от энергии фотонов E . Как уже говорилось, следует ожидать, что $\sigma_n(E)$ будет достигать максимума при некотором E_n и затем падать с ростом E .

3. Зависимость парциальных сечений от числа частиц

Измеряется зависимость рождения n заряженных частиц ($n = 2, 3, 4, \dots$) от числа n :

$$\sigma_n = f(n).$$

Возможно, что где в исследуемой области энергий будет обнаружен дип в зависимости $\sigma_n(n)$, который можно связать с существованием двух различных механизмов множественного рождения: дифракционной диссоциации и мультипериферического /8/.

4. Относительный вес различных частиц

Изучается зависимость

$$n_i = f_i(E),$$

где i — соответствует различным типам частиц.

Различные модели предсказывают разные соотношения для отдельных сортов частиц (π, ρ — мезоны, нуклоны, ...). Эти измерения требуют идентификации частиц.

б) Во вторую группу входят измерения одночастичных спектров вторичных частиц.

I. Измерение спектра π^- (или π^+)-мезонов

$$\rho(p_{II}, p_I, E)$$

при фиксированных значениях импульса мезона (p_{II}, p_I) и переменной энергии фотонов. Следует ожидать, что с ростом E

$\rho(p_{II}, p_I, E)$ будет достигать предела

$$\rho(p_{II}, p_I, E) \rightarrow \rho_{\infty}(p_{II}, p_I)$$

(гипотеза предельной фрагментации). Интересно проследить выход на асимптотический режим и сравнить с предсказанием (4).

2. Возможен другой вариант измерений, при котором p_I фиксируется, а p_{II} и E меняются. Изучается зависимость ρ от p_{II}/E (проверка масштабной инвариантности).

Первые измерения такого типа были проведены недавно в Стенфорде для реакции $\gamma p \rightarrow \pi^- + \dots$ при $5,5 < E < 15$ ГэВ¹⁹. Оказалось, что в области до 15 ГэВ форма сечения уже не зависит от энергии, а величина проявляет слабую зависимость от E .

3. Специальный интерес представляет изучение инклюзивных фотореакций, имеющих экзотический $p\bar{c}$ канал, как например,^{10/}

$$\gamma + p \rightarrow K^- + \dots$$

$$\gamma + p \rightarrow \bar{p} + \dots$$

(7)

Дуальность в этом случае предсказывает острый выход на предельный режим.

Рассмотренные выше измерения носят в основном интегральный характер. Более детальная информация относительно механизма рождения может быть получена в корреляционных экспериментах.

в) К этой группе относятся эксперименты, в которых измеряются распределения двух заряженных частиц.

1. Поиски корреляционной длины

Измеряется а) двухчастичный спектр $\rho(p_{11}, p_{12}, E, p'_{11}, p'_{12})$ для π^+ и π^- с импульсами p и p' и б) однозначные функции распределения π^+ и π^- :

$$\rho(p_{11}, p_{12}, E) \text{ и } \rho(p'_{11}, p'_{12}, E).$$

Ищется корреляционная функция:

$$G(p_{11}, p_{12}, p'_{11}, p'_{12}, E) = \rho(p_{11}, p_{12}, p'_{11}, p'_{12}, E) - \rho(p_{11}, p_{12}, E) \rho(p'_{11}, p'_{12}, E).$$

Специальный интерес представляет изучение предела G при $p_{11} \ll p'_{11}, E$. Равенство нулю этого предела свидетельствовало бы о существовании специфической корреляционной длины [13].

2. Другая возможность изучения корреляций связана с измерениями поперечных импульсов двух (заряженных) частиц в конечном состоянии. Обобщение мультипериферической и абсорбтивной моделей приводит к следующей параметризации сечения [15]:

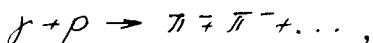
$$\frac{d\sigma}{dp_1 dp'_1} = G(\vec{p}_1, \vec{p}'_1),$$

$$G(\vec{p}_1, \vec{p}'_1) = G_0 \exp(-a\vec{p}_1 - b\vec{p}'_1 - c\vec{p}_1 \vec{p}'_1) \Phi(p_1, p'_1, E).$$

Здесь \vec{p}_1 - поперечный импульс конечной "ведущей" частицы, \vec{p}'_1 - поперечный импульс фрагмента мишени. По остальным переменным производится интегрирование.

Величины a и b измеряют "размеры" налетающей частицы (фотона и мишени). Корреляционный параметр c учитывает перерассеяние и абсорбцию частиц в начальном и конечном состояниях. E - фиксировано. При больших энергиях (асимптотическая область) изучение зависимости сечения от $\varphi = \vec{j}_2 \vec{p}_2$ может пролить свет на природу сингулярности Померанчука. Ожидается [16], что если померону соответствует простой полюс, то сечение не будет зависеть от φ ; если же ρ - это более сложная особенность (например, разрез), то такая зависимость будет присутствовать.

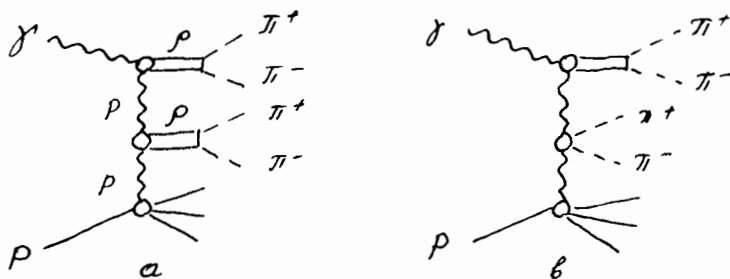
3. Экзотические реакции. Возможность получить экзотический $\rho\bar{c}$ канал в случае 2 регистрируемых частиц ($c = c_1 + c_2$) значительно шире, чем для одной, и предсказания "обобщенной" дуальности можно проверять в спектрах частиц c_1 и c_2 для таких реакций, как



подобно тому, как это предлагалось для реакции (7).

4. Поиски двойного обмена помероном

Если дифракция представляет специфическое явление, не связанное с обменом полюсов в ξ -канале, то механизм двойного P-обмена может быть запрещен. В противном случае он может быть преобладающим для определенных реакций. В частности, процессу $\gamma + \rho \rightarrow \rho^0(\pi^+\pi^-) + \pi^+\pi^-$ могут соответствовать механизмы, изображенные на следующем рисунке.



При этом доминирующий (если он возможен) механизм (*б*) соответствует $\pi^+\pi^-$ паре в состоянии $I = 0$ и т.о. проявляет ρ -пик для "подвешенной" пары П-мезонов.

Если оба механизма работают, то с ростом E должно наблюдаться уширение ρ -пики в распределении $\pi^+\pi^-$ /13/.

3. Фоторождение векторных мезонов

Поскольку спин и четность векторных мезонов такие же, как у фотона, процессе фотобразования ρ^0, ω^0 - и φ - мезонов при высоких энергиях обусловлен дифракционным механизмом. Асимптотические значения полных сечений фоторождения составляют (см. рис.7)

$$\sigma(\gamma p \rightarrow \rho p) \approx 10 \mu\text{б}, \sigma(\omega p) \approx 1.7 \mu\text{б}, \sigma(\varphi p) \approx 0.5 \mu\text{б}. \quad (I)$$

Дифференциальные сечения экспоненциально падают с ростом квадрата передаваемого импульса t (см. например, рис.8, где приведено $d\sigma/dt$ для процесса $\gamma p \rightarrow \rho p$). Выяснение механизма выхода сечений фоторождения нейтральных векторных мезонов на асимптотический режим представляет большой интерес с точки зрения теории Ведже (выяснение относительной роли обмена

ρ, ρ', A_2, π - траекториями). Изучение матрицы плотности распада векторных мезонов на пионы предоставляет уникальную возможность выяснения роли переворота спина в дифракционных процессах.

Заряженные ρ - мезоны образуются при высоких энергиях, видимо, за счет обмена однопионным полюсом в t - канале, поэтому сечение их рождения будет очень мало и должно падать с ростом энергии (см. рис. 9).

Изучение фоторождения ρ, ω, φ - мезонов дает возможность осуществить проверку модели векторной доминантности (МВД) при высоких энергиях. Известно, что в области энергий фотонов 5-20 Гэв обнаружены существенные отклонения от предсказаний МВД.

Наиболее прямой способ проверки МВД состоит в измерении левой и правой частей соотношения, которое следует из этой модели:

$$\sigma_t(\gamma p) = \sum_{V=\rho, \omega, \varphi} \sqrt{\frac{4\pi\alpha}{g_V^2}} \frac{1}{4\pi} \frac{1}{1+\eta_V^2} \frac{d\sigma(\gamma p \rightarrow pV)}{dt} \Big|_{t=0}. \quad (2)$$

Здесь σ_t - полное сечение фотопоглощения, g_V - константа связи фотона с V - мезоном, η_V - отношение действительной и мнимой частей амплитуд фоторождения.

Другое соотношение, являющееся следствием МВД и модели кварков, имеет вид (мы пренебрегаем вкладом переходов $V' \rightarrow V$):

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow pV) = \frac{f\alpha}{f_V^2} \frac{d\sigma}{dt}(Vp \rightarrow Vp), \quad (3)$$

$$\frac{d\sigma}{dt}(\rho p \rightarrow \rho p) = \frac{d\sigma}{dt}(\omega p \rightarrow \omega p) = \frac{1}{2} \left(\sqrt{\frac{d\sigma}{dt}(\pi^+ p)} + \sqrt{\frac{d\sigma}{dt}(\pi^- p)} \right)^2, \quad (4a)$$

$$\frac{d\sigma}{dt}(\varphi p \rightarrow \varphi p) = \left(\sqrt{\frac{d\sigma}{dt}(K^+ p)} + \sqrt{\frac{d\sigma}{dt}(K^- p)} - \sqrt{\frac{d\sigma}{dt}(\pi^+ p)} \right)^2. \quad (4b)$$

Проверка этих соотношений при высоких энергиях представляет большой интерес.

Из выражения (3) и модели кварков следует еще одна группа соотношений

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \rho V) = \frac{\alpha N}{g_v^2/4\pi} \frac{d\sigma}{dt}(V p \rightarrow V p) = \frac{(1+Q_v^2) \alpha/64\pi}{g_v^2/4\pi} \sigma_t(V p), \quad (5)$$

$$\sigma_t(\rho\rho) = \sigma_t(\omega\omega) = \frac{1}{2} [\sigma_t(\pi^+\rho) + \sigma_t(\pi^-\rho)], \quad (6a)$$

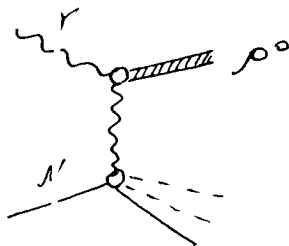
$$\sigma_t(\gamma\rho) = \sigma_t(\omega^+\rho). \quad (6b)$$

Можно избежать использования соотношений (6), т.е. модели кварков, если для $\sigma_t(V\rho)$ использовать данные, полученные при образовании векторных мезонов на ядрах.

Наконец, МЭД может быть проверена, если измерено сечение комптоновского рассеяния фотонов на малые углы. Соотношение имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \gamma p') = \frac{\alpha}{4} \left| \sum_{\rho, \omega, \varphi} \sqrt{\frac{1}{g_v^2/4\pi}} \frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow V p) \right|^2. \quad (7)$$

Большой интерес для физики элементарных частиц представляет изучение дифракционного неупругого фоторождения векторных мезонов, представляемого графиками типа



квантовые
числа нуклона

Оценки показывают, что сечения подобных процессов могут достигать значительной величины.

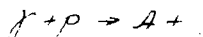
4. Поляризационные измерения

Поляризационные измерения дают информацию, важную для понимания деталей механизма реакции и критического выбора теоретических моделей. Достаточно вспомнить, какую важную роль в установлении сохранения спиральности в дифракционных процессах сыграли измерения поляризационной матрицы плотности распада ρ^0 -мезонов, образованных поляризованными фотонами в процессе $\gamma p \rightarrow \rho^0 + p$. На рис. 10 изображена угловая кинематика этого процесса в системе координат Готтфрида-Джексона. Если использовать те же обозначения для углов, но в системе координат, где ось Z совпадает с направлением движения ρ^0 -мезона в системе центра масс, то в случае сохранения спиральности угловое распределение T -мезонов распада W должно быть пропорционально $\sim \sin^2 \theta_H$, что и наблюдается на эксперименте (рис. II). Распределение W по углу ψ_H дает сведения о другой важной характеристике механизма фоторождения векторных мезонов: о роли обменов натуральной и ненатуральной четностью в t -канале. В соответствии с моделью дифракционного фоторождения ρ^0 -мезонов должен преобладать натуральный обмен, что приводит к угловой зависимости $W \sim \cos^2 \psi_H$, прекрасно согласующейся с экспериментальными данными (см. рис. II).

Подобные измерения необходимо провести и для области высоких энергий, причем необходимо исследовать не только фоторождение ρ^0 -мезонов, но и ω -мезонов (для которых дифракционный механизм начинает преобладать при энергиях выше 10 Гэв) и процессы множественного фоторождения, которые обсуждались нами выше. При этом следует особо отметить, что использование квазимонохроматических пучков фотонов позволяет провести широкую программу, включающую:

- а) измерение асимметрии рождения поляризованными фотонами;
- б) измерение поляризации конечных частиц (при неполяризованном γ -пучке);
- в) измерение поляризации конечных частиц при рождении их поляризованными фотонами.

В случае инклюзивных реакций эти измерения могут быть использованы для проверки факторизации померона и других траекторий. Большой интерес представляют измерения полных сечений фотопоглощения поляризованных γ -квантов. Следует предусмотреть также измерения поляризации барионов отдачи в тех случаях, когда это возможно, например, в реакции



Представляет большой интерес получение (хотя бы грубых) данных о величине и знаке асимметрии и поляризации в различных кинематических областях.

III. ПУЧОК ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧНЫХ ФОТОНОВ

Схема получения пучка фотонов в канале Б 9 на ускорителе ИФВЭ для облучения жидководородной пузырьковой камеры "Людмила" представлена на рис. 12. Мишень Т, установленная на существующем в 30-ом прямолинейном промежутке ускорителя мишенном приводе служит источником гамма-квантов, образующихся в распаде $P^0 \rightarrow 2\gamma$. Гамма-кванты с углом образования $\theta_\gamma = 0^\circ$ конвертируют в электрон-позитронные пары в свинцовой пластине К толщиной 0,2-0,5 рад. единицы. Конвертор устанавливается на внешнем радиусе ускорителя на расстоянии 16 см от равновесной орбиты протонов. В канале отбираются позитроны с импульсом $P=35$ Гэв/с при энергии $E_p=70$ Гэв. При этом мишень в рабочем положении должна находиться на равновесной орбите протонов. Магнитное поле ускорителя и магнитный анализатор канала (A_1, A_2, M_1) очищают позитронный пучок от адронов, рожденных в мишени /18/. Некоторая примесь положительно заряженных адронов будет присутствовать в позитронном пучке из-за взаимодействия в веществе конвертора нейтральных частиц с мишени. Позитронный пучок с конвертора выводится магнитным полем ускорителя на внешнюю трассу протонного вывода С /19/. Для формирования позитронного пучка в канале необходимо дополнительно установить квадрупольные линзы A_1, A_2 и отклоняющий магнит M_2 . Транспортировка пучка осуществляется в вакуум-проводе.

В первой серии облучений пузырьковой камеры гамма-пучок с мишени на конвертор выводится через стенку вакуумной камеры ускорителя с количеством вещества 0,69 рад. единицы (нержавеющая сталь 1,23 см). Используется стандартная в ИФВЭ внутренняя мишень длиной 20 мм, ϕ 2 мм, Al . В стигматическом фокусе между магнитами M_3 и M_4 устанавливается радиатор K толщиной

0,02-0,05 рад. единицы, который является источником тормозных гамма-квантов. Магнит $M_{\text{ц}}$ используется для очистки пучка тормозных гамма-квантов от позитронов. "Мечение" этих гамма-квантов по энергии осуществляется отклоняющим магнитом с линейно меняющимся во времени магнитным полем (на рис. I не показан). Светосила канала в этом случае составляет ~ 20 мкстер $\times \%$ P/P, что позволяет ожидать поток позитронов в канале $\sim 10^4$ е+/имп. при 10^{12} р/имп. и времени "сброса" протонного пучка на мишень ~ 1 мсек. Размеры гамма-пучка на камере должны составить $\sim 80 \times 50$ мм² (горизонталь \times вертикаль), а соответствующие угловые расходимости $(\pm 1,0) \times (\pm 1,0)$ мрад².

Во второй серии облучений пузырьковой камеры бериллиевая мишень заменяется на бериллиевую длиной 50 мм, высотой 0,5 м и радиальным размером 3 мм. Вывод гамма-пучка с мишени на конвертор осуществляется через специальный вакуумный выводной патрубок. Вместо радиатора \mathcal{R} в том же месте устанавливается кристалл алмаза который является источником монохроматизированных поляризованных гамма-квантов. Магнит $M_{\text{ц}}$ выполняет ту же функцию, что и в предыдущей серии облучений пузырьковой камеры. Размеры позитронного пучка в кристалле ожидаются 20×8 мм² (горизонталь \times вертикаль), а соответствующие угловые расходимости $(\pm 1,5) \times (\pm 0,3)$ мрад². Ожидаемый поток позитронов в канале 3×10^4 е+/имп. при 10^{12} р/имп. и $\tau \leq 1$ мсек. Размеры гамма-пучка в пузырьковой камере должны быть $\sim 130 \times 25$ мм² (горизонталь \times вертикаль), а соответствующие угловые расходимости $\sim (\pm 1,5) \times (\pm 0,3)$ мрад². Дальнейшая оптимизация проекта должна позволить улучшить представленные выше параметры пучка.

IV. ОЦЕНКИ ВЫХОДОВ РЕАКЦИЙ

Считая наиболее реальным вариант облучения камеры квазимонохроматическим пучком γ -квантов, получаемом на кристалле алмаза, мы оценили количество ожидаемых событий по каналам реакций в области поляризационного пика ($\bar{p} = 0,6$, $14 \text{ Гэв} \leq E_\gamma \leq 17 \text{ Гэв}$) и высокоэнергетичной области спектра ($17 \text{ Гэв} \leq E_\gamma \leq 35 \text{ Гэв}$).

Результаты вычислений, соответствующих обычной фоновой загрузке камеры в 14 конверсионных пар (σ пар (N_2) $\sim 20 \text{ мб}$) и экспозиции в 500 000 фотографий (25 000 $\mu\text{р}$ -взаимодействий, из них ~ 17 000 3-лучевых), приведены ниже.

Число лучей	$14 \text{ Гэв} \leq E_\gamma \leq 17 \text{ Гэв}$		$17 \text{ Гэв} \leq E_\gamma \leq 35 \text{ Гэв}$	
	к-во соб.	$\mu\text{р} \rightarrow \mu\text{р}\mu\text{р}$	к-во соб.	$\mu\text{р} \rightarrow \mu\text{р}\mu\text{р}$
3	4 000	600	2 300	350
5	1 750		1 000	
7	250		150	

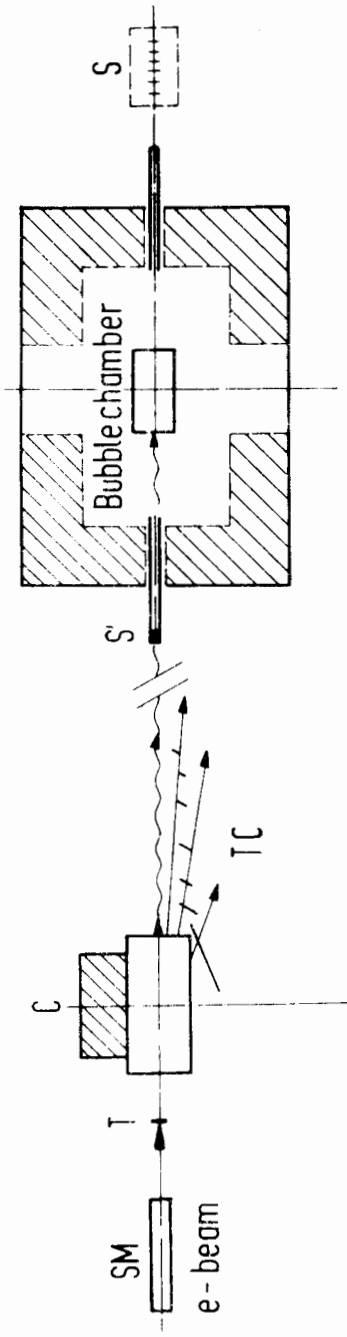
Для сравнения укажем, что число ожидаемых событий по этим же каналам при облучении камеры монохроматизированным тормозным излучением в интервале $14 \text{ Гэв} \leq E \leq 17 \text{ Гэв}$ будет \sim в 5 раз меньше.

Расчеты позитронного пучка показывают, что ожидаемой интенсивности позитронов достаточно для создания необходимого по интенсивности квазимонохроматического пучка γ -квантов.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. М.А.Марков. Препринт ОИЯИ Д-577, 1960.
2. В.С.Барашенков и Сян Дин-чан. Атомная энергия 9 вып.3, стр.300. 1960 г.

3. А.С.Белоузов, Б.Б.Говорков, А.И.Лебедев, Е.В.Минарик,
С.В.Русakov, Е.И.Тамм, Л.В.Фильков, В.А.Царев, П.А.Черенков,
Н.Н.Шарейко.
Препринт МИАН № 71 (1970 год).
4. Ю.А.Раков, В.А.Царев. Препринт ФИАН № 144 (1971 год).
5. H. Dembersek K., P. Gilman. Phys. Rev. II, 1319 (1970).
6. J. Benecke, T. T. Chow, C. N. Yang, E. Yen.
Phys. Rev. 182, 2374 (1969).
7. J. C. Vander Velde. Phys. Lett., 32B, 501 (1970).
8. R. P. Feynman. Phys. Rev. Lett., 23, 1415 (1969).
9. A. H. Nuclear. Phys. Rev., 52, 2963 (1970).
10. P. L. Satz, D. Schildknecht. Phys. Lett., 36B, 35 (1971).
11. S. Wolf. Доклад на Международном симпозиуме по взаимодействиям
электронов и фотонов при высоких энергиях. Корнелл.
1971.
12. K. T. Mahanthappa. Lett. Nuovo Cim., 2, 326 (1971).
A. I. Sanda Препринт NAL THY -19 (1971).
M. Einkorn Препринт UCRL -20688 (1971).
M. G. Olsen Препринт CERN TH 1376 (1971).
13. K. G. Wilson. Препринт CLNS -131 (1970).
14. W. P. Swanson et. al. SLAC-PUB- 936 (1971).
15. R. Blankenbecler, T. L. Neff. SLAC-PUB- B938 (1971).
16. D. Z. Freedman et. al. Phys. Rev. Lett. 26, 1197 (1971).
17. J. D. Bjorken, E. A. Paschos. Phys. Rev., 185, 1975 (1969).
18. А.И.Алиханян и др.
Доклад на Международной конференции по аппаратуре в физике
высоких энергий, сентябрь, Дубна, 1970 г.
Препринт ИФВЭ, ОП-СТФ 70-105, Серпухов, 1970 г.
19. К.П.Мызников и др.
Препринт ИФВЭ, СКУ 68-57, Серпухов, 1968 г.



- SM Pulsed magnet
- T Conversion target
- C C Magnet
- TC Tagging counters
- S' Window counter
- S Shower counter

Experimental Arrangement

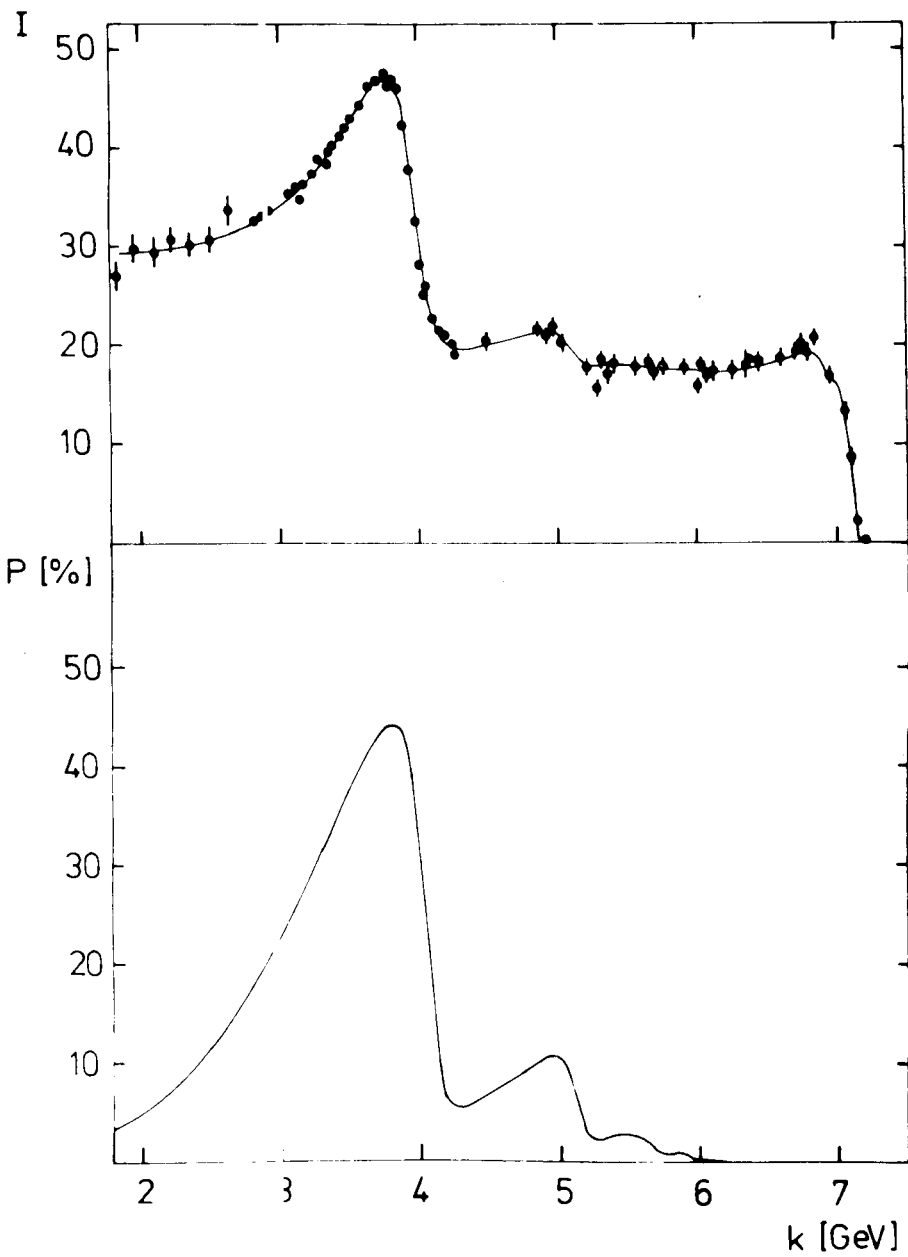


Рис. 2

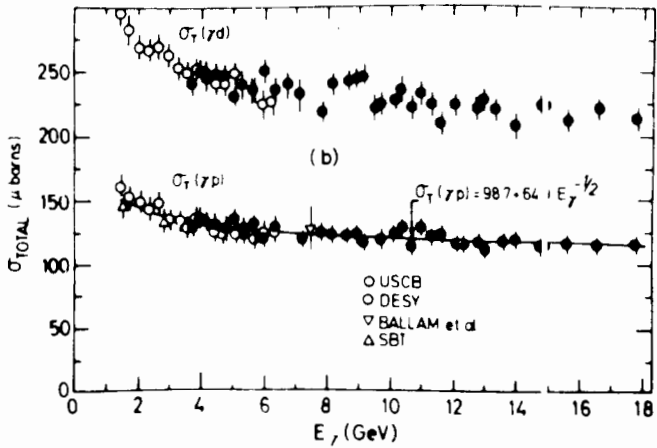
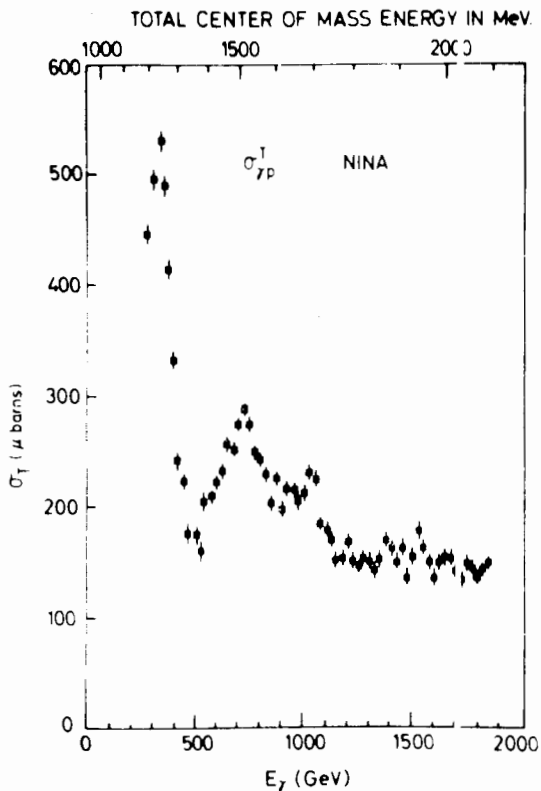


Рис. 3

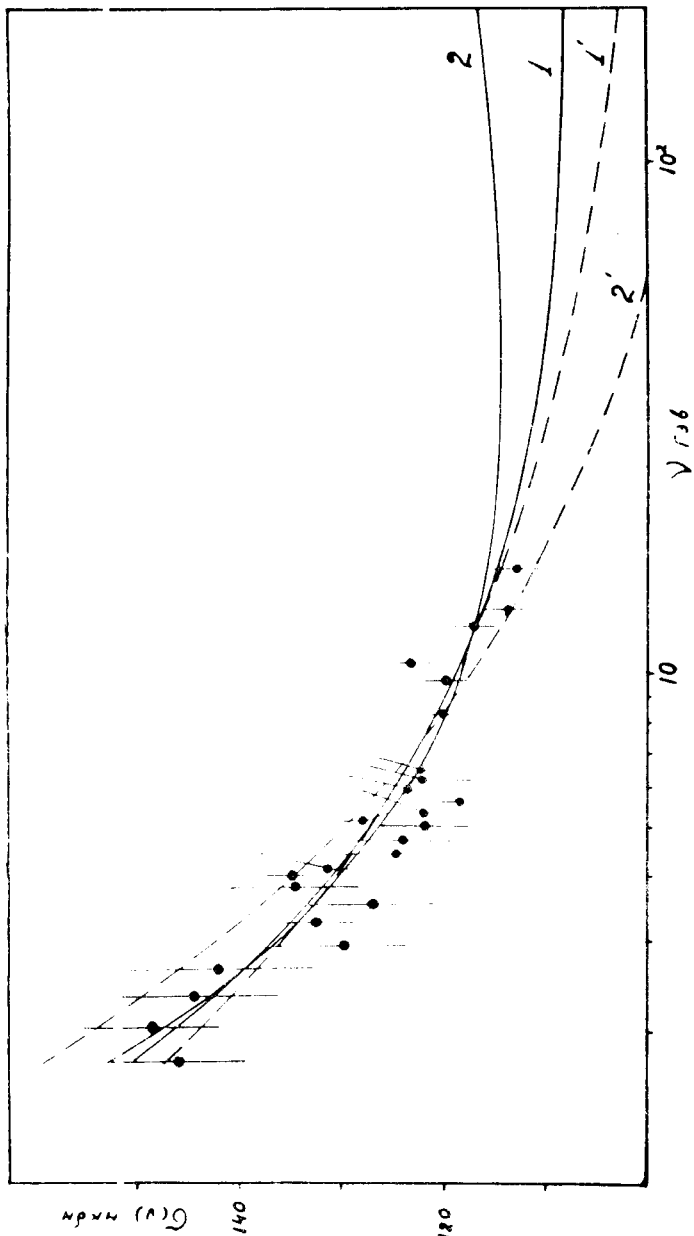


FIG. 4

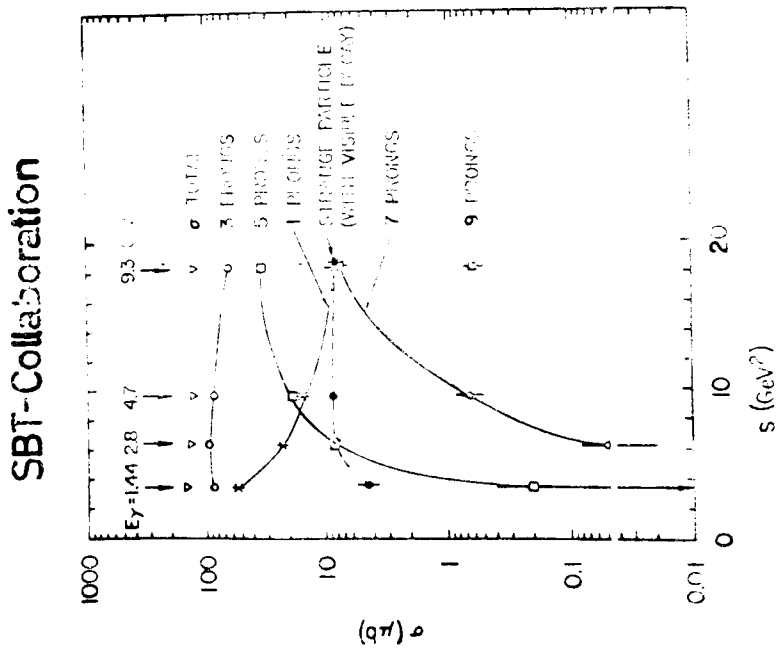
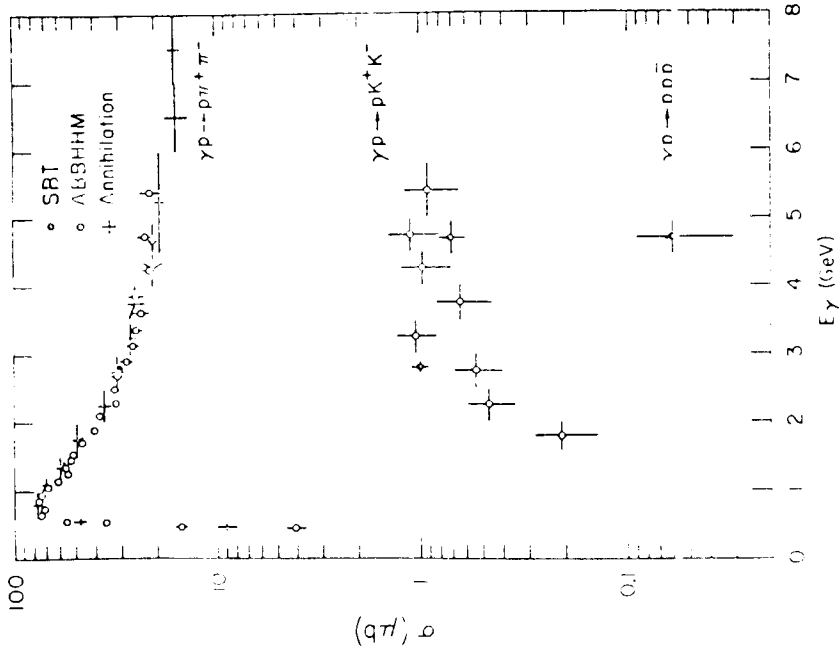


FIG. 5

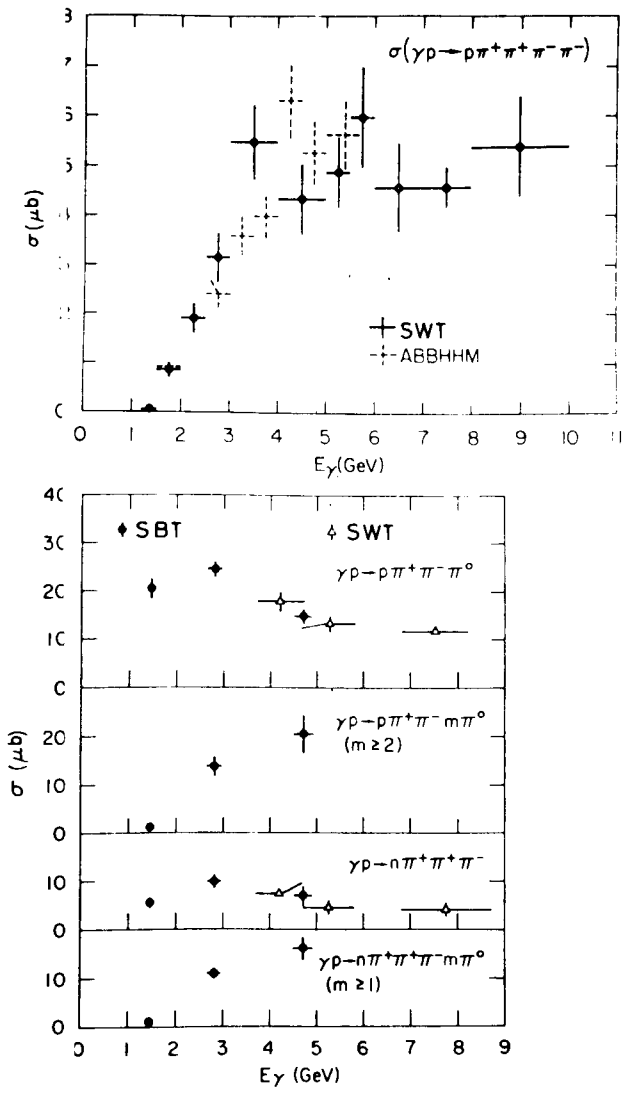


Рис. 6

$\gamma p \rightarrow \rho^0 p$

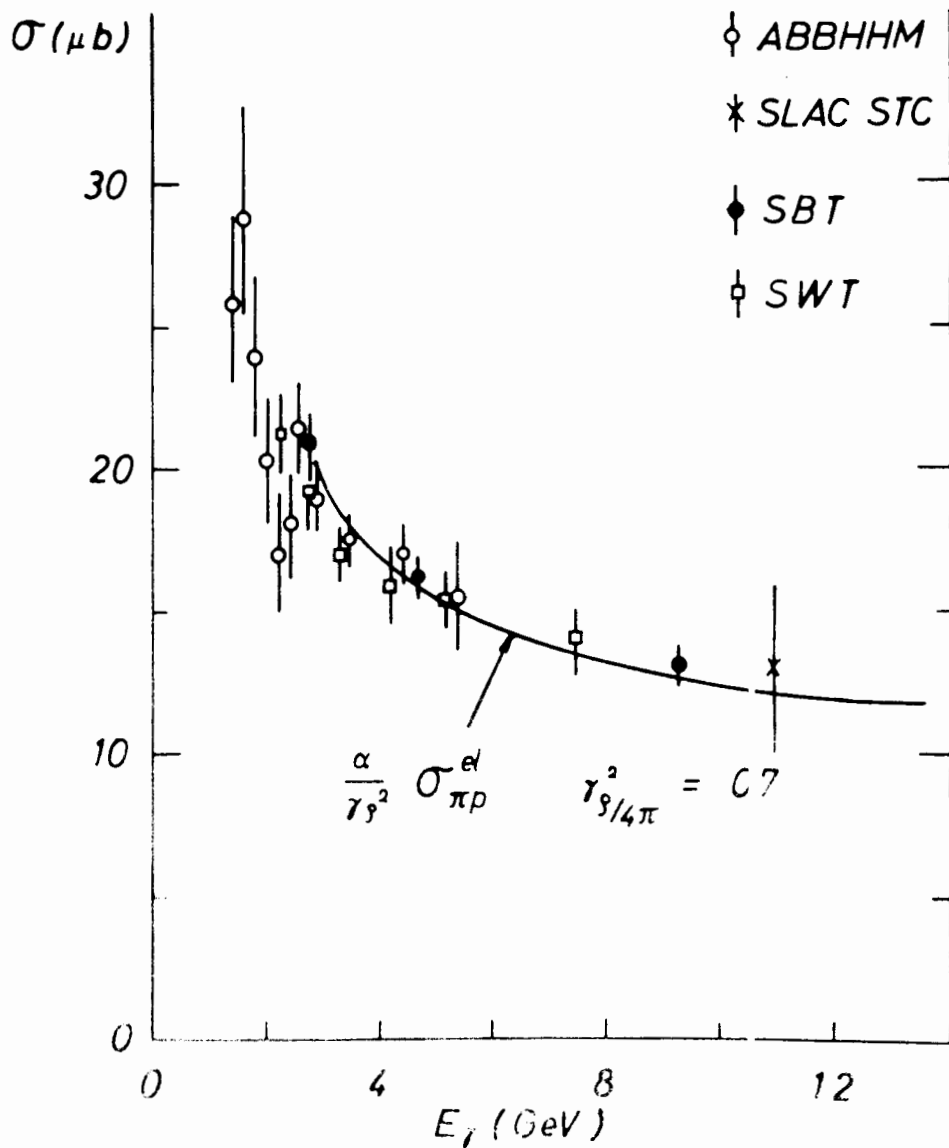


Рис. 7

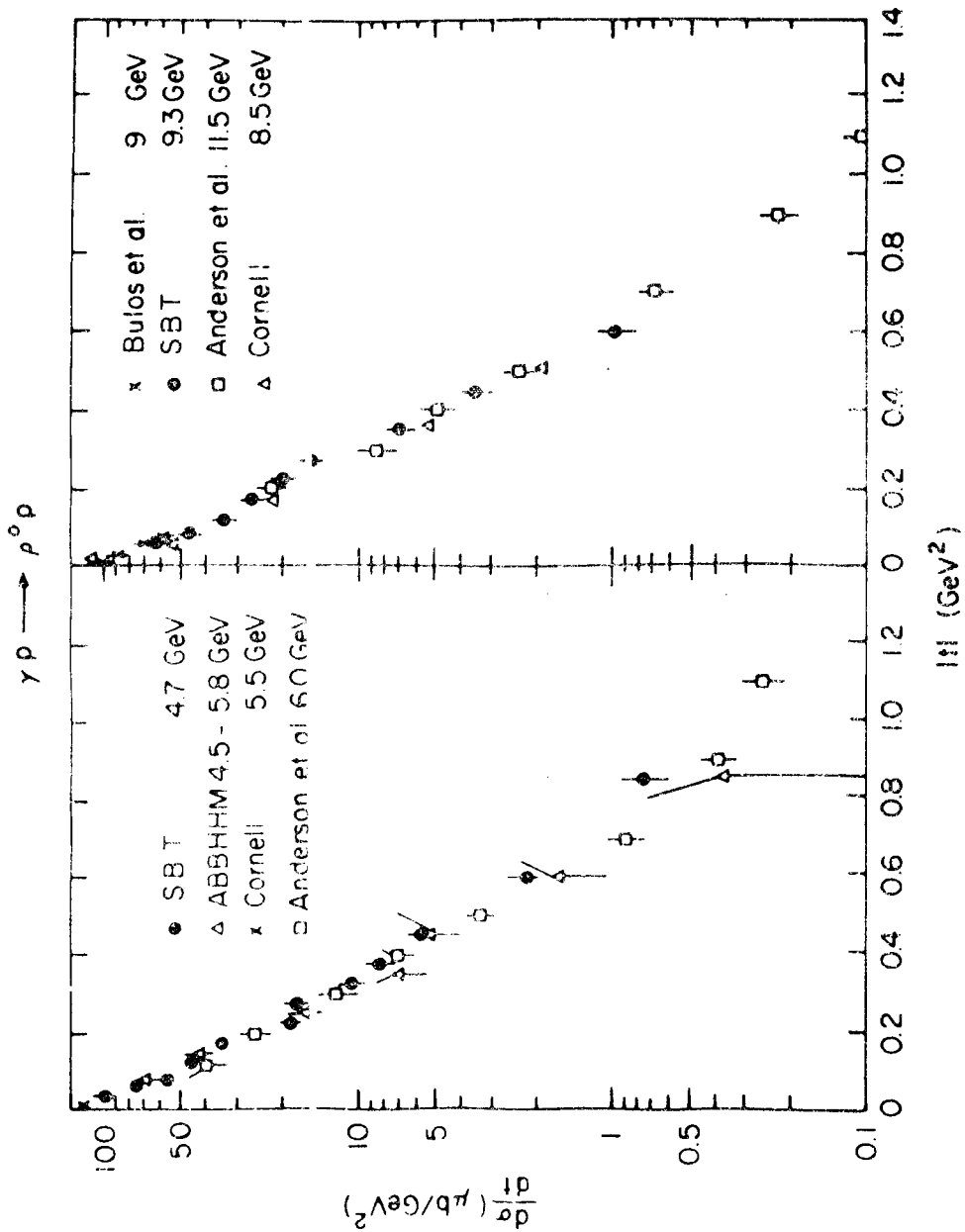


FIG. 5

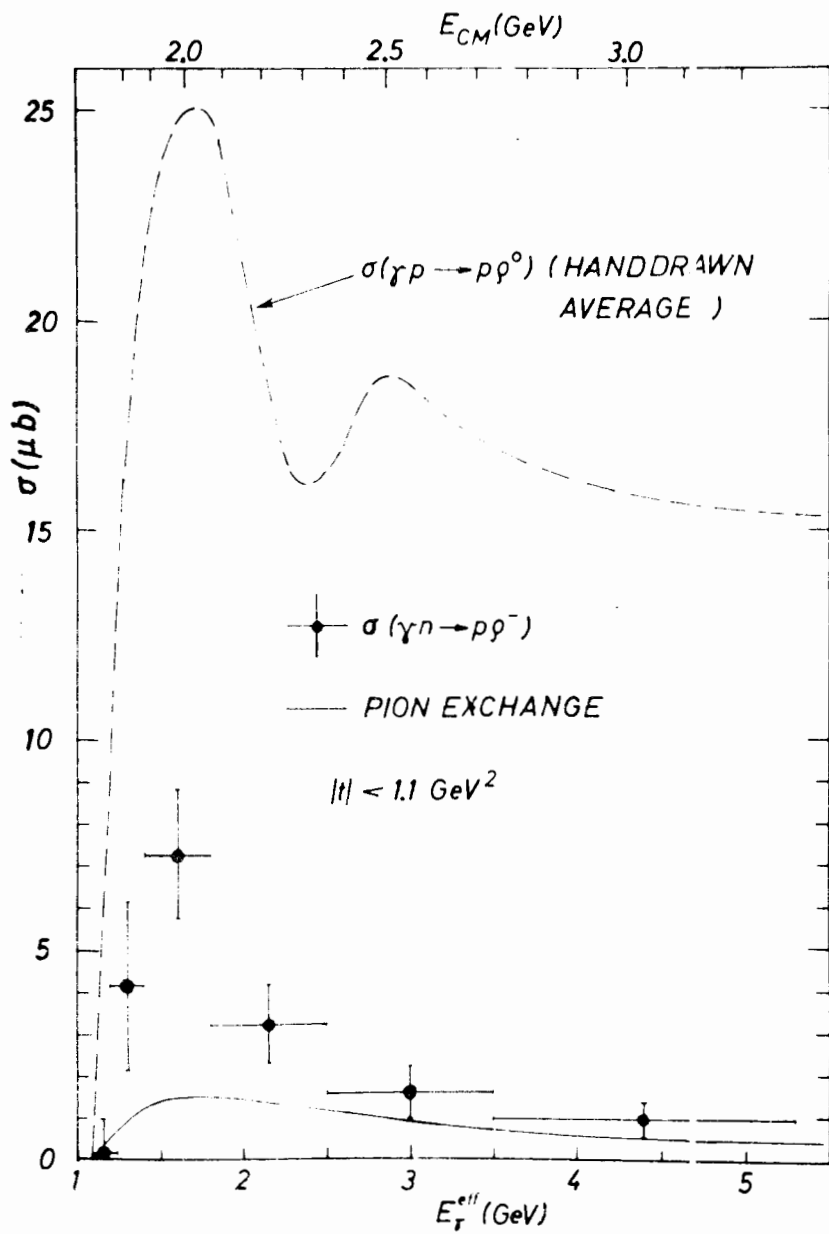
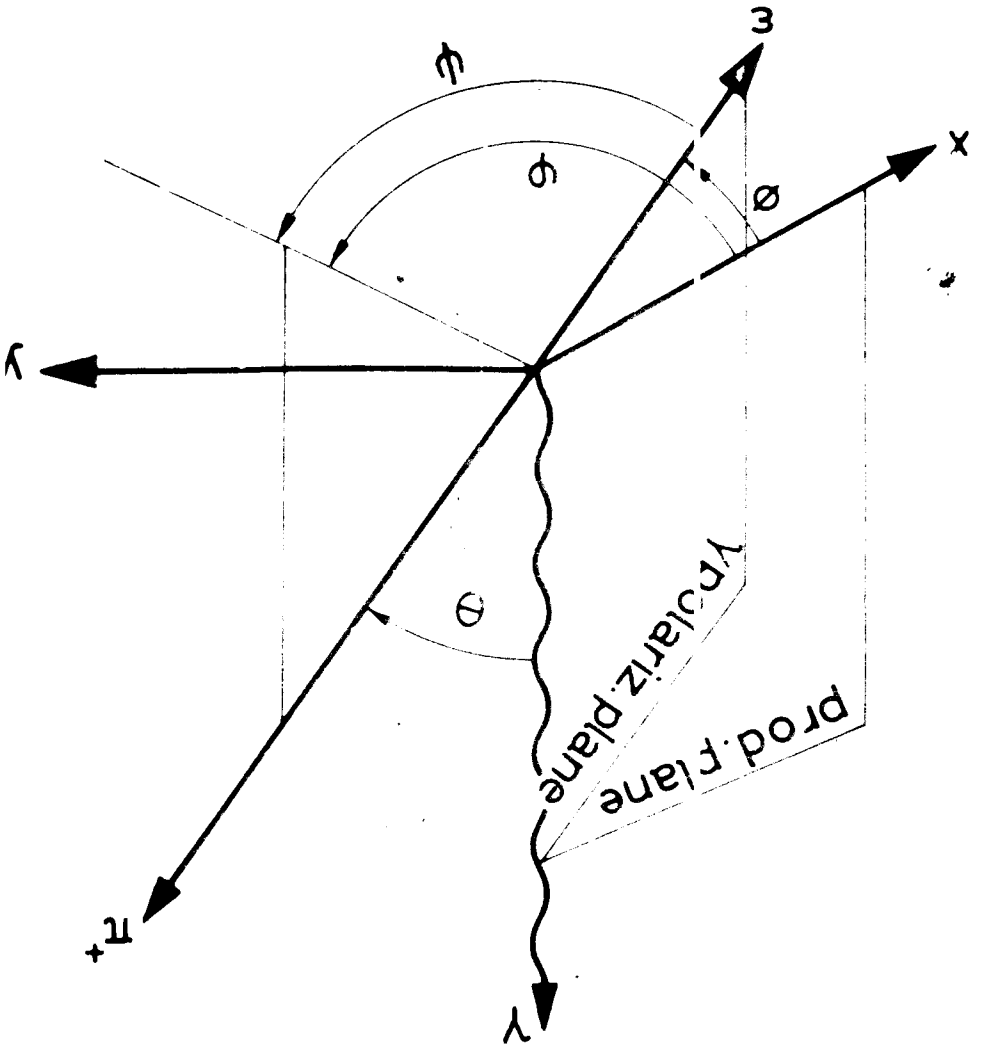
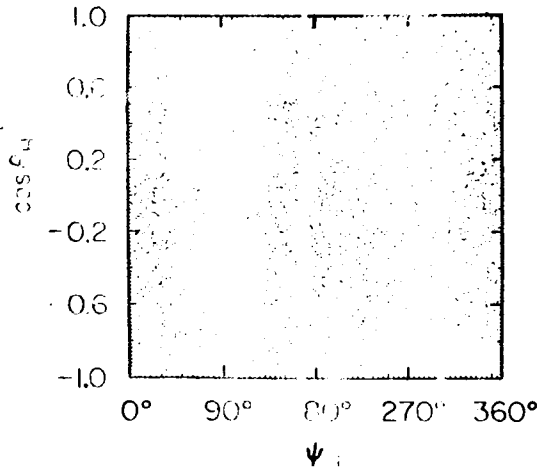
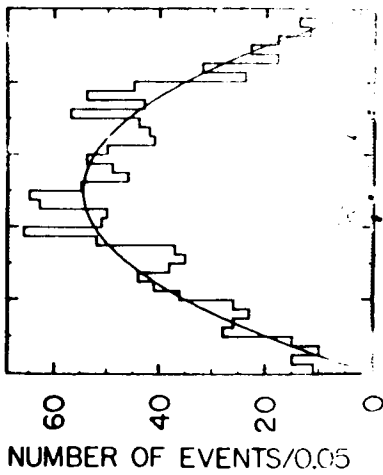


Рис. 9

FIG. 10





$\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$

$E_\gamma = 4.7 \text{ GeV}$

$0.60 < M_{\pi\pi} < 0.85 \text{ GeV}$

$0.02 < |t| < 0.4 \text{ GeV}^2$

1457 EVENTS

SBT Collaboration

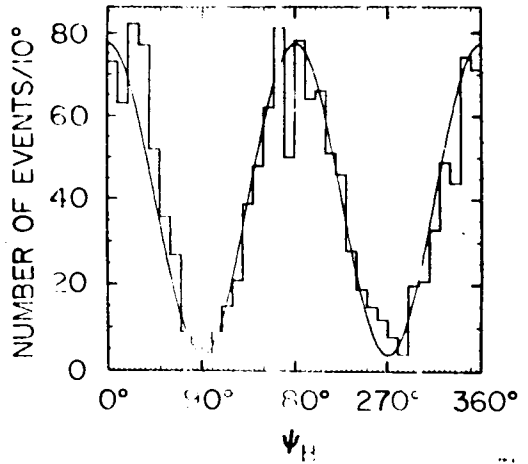
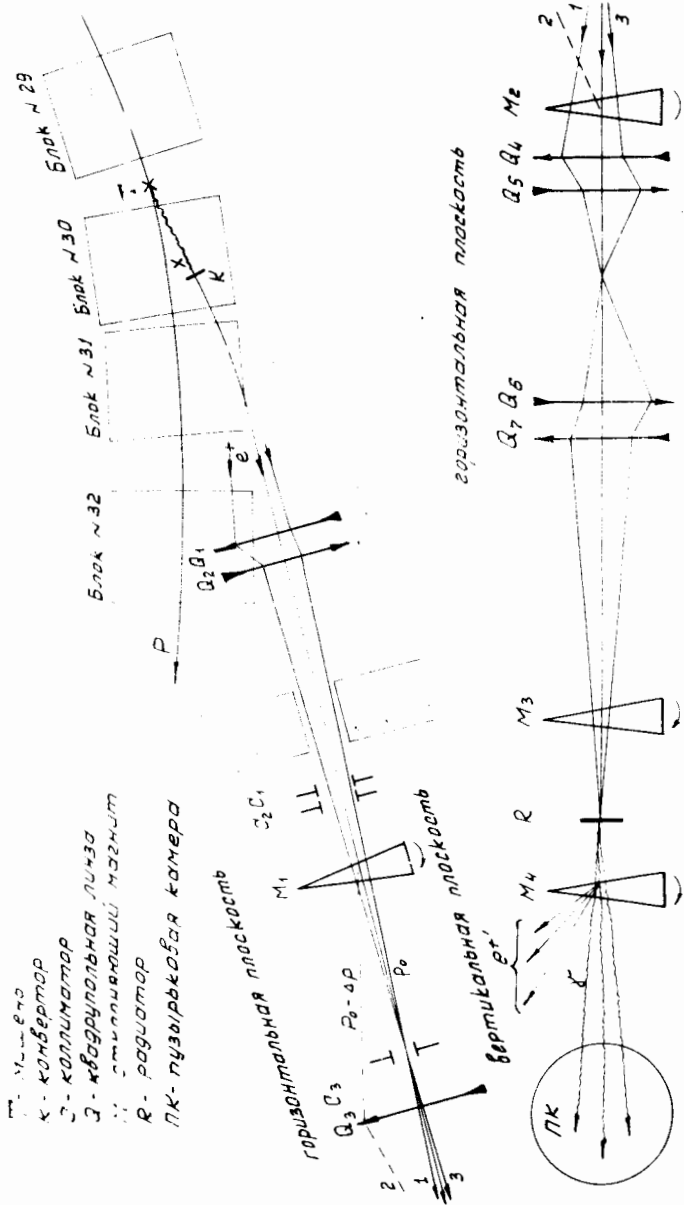


Рис. 11



- М - микро
- К - коллиматор
- З - экваториальная линза
- Л - стигматизирующий магнит
- Р - радиатор
- ПК - пузырьковая камера

вертикальная плоскость

горизонтальная плоскость

Рис. 12