

5391
B85

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ СССР

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

(КОНСПЕКТЫ ЛЕКЦИЙ)

Г. А. ЛЕКСИН

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ
ИССЛЕДОВАНИЯ МЕХАНИЗМА
ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

МОСКОВА — 1972

339
B83

МИНИСТЕРСТВО ВЫШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
С С С Р

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ ПРИ ВЫСOKИХ ЭНЕРГИЯХ
(Конспекты лекций)

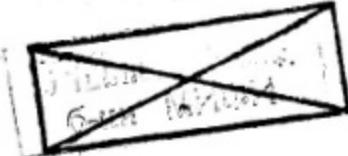
Г.А.ЛЕКСИН

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МЕХАНИЗМА ЯДЕРНЫХ
РЕАКЦИЙ ПРИ ВЫСOKИХ ЭНЕРГИЯХ

1200р.

МОСКВА - 1972

570514



не отисан.

14

I. Тема лекции.

В лекции предпринята попытка подробно изложить ситуацию с экспериментальными исследованиями механизма прямых ядерных реакций при высоких энергиях. И не более того.

Речь пойдет о постановке экспериментов и основных результатах. Теоретические вопросы будут затронуты лишь в той мере, в какой это необходимо для понимания физической сути изучаемых процессов, лишь в общефизическом аспекте. Строгие обоснования, вывод формул, математический аппарат — все то, что и составляет специфику теоретического рассмотрения — будут опущены, впрочем этим вопросам были посвящены лекции на предыдущих школах.

Далее, будем интересоваться механизмом реакций, оставляя в стороне обширный и с других точек зрения интересный материал, не несущий новой информации именно о механизме. Конечно, такое разделение несколько условно. Всякая измеренная на опыте зависимость должна быть понята и, следовательно, информативна. Но мы увидим, что есть более и менее чувствительные к механизму зависимости, и мы естественно большее внимание уделим случаям, где получались такие чувствительные к механизму реакций зависимости.

Будем интересоваться ядерными реакциями при высоких энергиях. При энергиях больше 100+ 200 Мэв, т.е. много больших энергии связи нуклонов в ядрах. Или по другому, такими начальными импульсами, когда длина волны налетающей частицы много меньше среднего расстояния между нуклонами в ядре.

При больших энергиях преимущественно идут прямые реакции. Здесь мы противопоставляем их процессам, идущим через компаунд ядро, процессам испарения. К сожалению еще очень мало что можно сказать о реакциях с образованием высоковозбужденных состояний ядер, о реакциях с особенностями в S - канале, о возможной роли многонуклонных резонансов. Среди прямых процессов самое важное место, по-видимому, занимают реакции выбивания. Им будет уделено основное внимание. Практически не будут затронуты вопросы развития в ядрах каскада.

Наконец, лекция не обзор всех имеющихся работ на данную тему. Будем обсуждать наиболее существенные, основополагающие или типичные результаты. В последнем случае те, что лучше известны автору.

2. Почему это интересно?

Почему интересно и важно изучать механизмы ядерных реакций? Хотя такой вопрос не вполне корректен, как не корректен он по отношению к любому новому неизученному явлению, но в данном случае применительно к физике ядра при высоких энергиях, физике, родившейся на стыке ядерной физики и физики элементарных частиц, он может быть несколько переформулирован. Что дает изучение механизма ядерных реакций для наших знаний о ядре с одной стороны и о элементарных частицах с другой?

Я надеюсь показать, что изучив механизм реакций можно получать фундаментальные константы ядер, измерение которых невозможно традиционными методами ядерной спектроскопии.

Для определенности, забегая вперед, сразу скажу, что я имею в виду приведенные ширины протонов /или других частиц/ - константы аналогичные фундаментальной константе пион-нуклонной связи или постоянной тонкой структуры.

Не поняв механизма взаимодействия быстрых частиц с ядром, очевидно нельзя воспользоваться ядром, как мишенью для изучения акта элементарного взаимодействия. Для стабильных частиц или слабонестабильных частиц, распадающихся за счет слабого взаимодействия, это еще пол беды; могут быть поставлены опыты с водородной мишенью. Хотя даже в этом случае для исследования взаимодействия с нейтроном надо учесть эффект его связи по крайней мере в дейtronе. До сих пор применяются пузырьковые камеры с тяжелым наполнением. В ряде случаев применение таких камер, например, ксеноновых камер для эффективной регистрации γ -квантов, представляется принципиальным.

Совершенно новые возможности открывает использование ядра как инструмента для изучения взаимодействия с нуклонами сильнонестабильных частиц, живущих ядерные времена, так что пучки таких частиц принципиально не могут быть созданы. Единственная возможность - перерассеять резонансы в ядре, где они родились, выделив акты перерассеяния. Ясно, что для этого необходимо знание механизма.

Наконец, еще раз хочу подчеркнуть глубокую аналогию, которая на мой взгляд существует между ядерными реакциями при больших энергиях и реакциями элементарных частиц. Можно видеть, что ядро выступает как элементарная частица, и

взаимодействие налетающей частицы с ним происходит подобно скажем рождению пиона пионом на нуклоне. Обратно, часто элементарная частица выступает как сложное образование - "ядро". Не случайны гипотезы кварков, партонов, как не случайно и то, что ряд бурно развивающихся в последнее время моделей взаимодействия элементарных частиц похож на соответствующие представления в области взаимодействия быстрых частиц с ядрами. Несомненно, изучение механизма реакций быстрых частиц с ядрами может существенно обогатить наши общие представления о ядерных реакциях в широком смысле слова. Тем более, что с некоторой точки зрения взаимодействие с ядром частицы с энергией скажем $1 + 10$ Гэв следует рассматривать как реакцию при асимптотически большой энергии. В конце лекции я надеюсь остановиться на этом очень интересном и спорном вопросе.

3. Первые опыты.

Ядерная физика при высоких энергиях возникла вместе с первыми опытами на релятивистских ускорителях около 20 лет назад. Можно сказать возникла вынужденно. Как всегда при новой энергии большой интерес представляли исследования элементарного акта упругого протон-протонного рассеяния. А мишени из чистого водорода отсутствовали. Делались так называемые разностные опыты: протоны рассеивались на парафиновой мишени CH_2 и углеродной мишени С по весу равной весу углерода в CH_2 мишени, результаты вычитались. Конечно, химической энергией связи водорода в пара ине пренебрегали. Забегая вперед, спросим себя: можно ли будет всегда прене-

брегать ~ 2 Мэв энергией связи дейтрона в взаимодействии при энергии в несколько Гэв?

Упругое pp - рассеяние выделяли, используя кинематические соотношения. При фиксированном угле вылета одного из протонов угол вылета другого, а также импульсы обеих протонов, если известна начальная энергия, известны. Отсюда одна из двух возможных схем опытов.

Метод сопряженных телескопов, схема установки показана на рис. Ia. Здесь C_1 , C_2 и C_3 и соответственно C'_1 , C'_2 , C'_3 - счетчики, включенные в схему совпадений - телескопы счетчиков, в свою очередь включенные в схему совпадений. Пусть первый, расположенный под углом Θ_1 , определяет телесный угол установки. Угол может меняться от измерения к измерению, но в данном измерении фиксирован. Угол Θ_2 , под которым расположен второй телескоп относительно первичного пучка, меняется в процессе измерений. Регистрируется число совпадений импульсов от обоих телескопов в зависимости от угла Θ_2 или угла $\Theta_1 + \Theta_2$. Кинематика упругого pp - рассеяния такова, что в нерелятивистском случае $\Theta_1 + \Theta_2 = 90^\circ$ и не зависит от Θ_1 ; при больших энергиях это все более не так, но и тут, как уже сказано, если Θ_1 задано, $\Theta_1 + \Theta_2$ известно заранее. Итак, упругое рассеяние должно выделяться в виде пика в счете при угле $\Theta_1 + \Theta_2$. Ширина пика, который в идеальном случае представляет δ -функцию, в реальном опыте характеризует разрешающую способность установки.

На рис.1б показана вторая типичная схема. Это магнитный спектрометр частиц, вылетающих из мишени под углом θ_1 . И в этом случае опять таки в силу кинематики упругое рассеяние должно выделяться в виде δ - пика в импульсном спектре частиц с реальной шириной, характеризующей разрешающую силу установки. Заметим, что в виде пика должен выделяться любой двухчастичный процесс.

Я так подробно остановился на этих схемах не только потому, что в такой постановке были сделаны классические эксперименты, но главным образом потому, что они или их объединение в одном эксперименте очень широко применялись и применяются до сих пор. Именно так было получено подавляющее число результатов, обсуждаемых ниже.

Так что же дали эксперименты? В разностном опыте как и ожидалось выделился пик упругого рассеяния. Но не это нас сейчас будет интересовать. На рис.2, взятом из работы Чемберлена и Сегре /1/, которая была выполнена ими на аппаратуре ранее использованной для исследования $p\bar{p}$ - рассеяния /2/, показана зависимость счета совпадений импульсов от сопряженных телескопов от разности между углом разлета регистрируемых протонов и углом 90° , ожидаемым для упругого рассеяния. Начальная энергия протонов 345 Мэв; мишень - литий. Угол, под которым расположен определяющий телескоп - 45° . Сплошной линией на рисунке показана кривая разрешающей способности установки. Напомним, что ее ширина - измеренная ширина пика упругого рассеяния. Аналогичные результаты были получены, когда определяющий телескоп был расположо-

жен под углом 30° . В опыте отчетливо проявился максимум, расположенный в районе пика упругого $p\bar{p}$ -рассеяния, но несколько смещенный относительно точного положения пика, с шириной, превышающей ширину, обусловленную разрешающей способностью установки.

На рис.3 показан один из результатов опыта Клэдиса, Гесса и Мойера /3/, который был выполнен по схеме рис. Iб, т.е. показан спектр протонов, вылетающих из углеродной и дейтериевой мишени /нижние точки/ под действием протонов с энергией 340 Мэв. Угол рассеяния 30° . Аналогичные данные были получены под углом 40° для мишеней D , C , O . Пунктирная кривая опять представляет энергетическое разрешение спектрометра. И спектр рис.3 демонстрирует отчетливые относительно широкие максимумы в спектрах протонов, расположенные в месте пика упругого рассеяния.

4. Модель квазиупругого $N-N$ рассеяния.

Приведенные и аналогичные результаты не были тривиальными. Ядро представляет собой систему сильно взаимодействующих частиц, и вполне можно было бы ожидать раз渲ала ядра на многие частицы, возбуждение ядра как целого с последующим "испарением" частиц, или развалом ядра на осколки и пр. Определенные представления, сложившиеся в ядерной физике, особенно в физике деления, способствовали таким ожиданиям. Однако, результаты опытов оказались столь впечатляющими, что заставили сформулировать в некотором смысле прямо противоположную концепцию - модель квазиупругого, почти упругого

рассеяния налетающих протонов на отдельных почти свободных нуклонах ядра. Именно здесь утвердились широко бытующие представления о ядре как простом скопище нуклонов.

Более строго. Ядро представляет собой совокупность отдельных нуклонов находящихся в эффективной потенциальной яме, глубина которой определяет энергию связи нуклонов в ядре и много меньше энергии налетающего нуклона. Наличие ямы проявляется в маленьком сдвиге максимумов рис.2 и 3, которые мы будем дальше называть максимумами квазиупругого рассеяния, относительно пиков упругого рассеяния. Все взаимодействие нуклонов между собой эффективно сводится к их распределению по импульсам при движении внутри ядра. Движение нуклонов обуславливает расширение квазиупругих максимумов. Полусирина определяется величиной фермьеевского импульса, а сама форма - формой импульсного распределения или видом формфактора ядра. Сечение взаимодействия налетающего нуклона с нуклоном ядра считается равным сечению взаимодействия свободных нуклонов. Нуклоны в ядре экранируют друг друга, так что число квазивыходных нуклонов $N_{\text{эфф}}$ эффективно меньше числа нуклонов в ядре. $N_{\text{эфф}}$ может быть найдено, как отношение сечения квазиупругого рассеяния к свободному.

Мы увидим, что попытки придавать абсолютный смысл эффективному числу нуклонов в ядрах, как и попытки определять высокоимпульсные компоненты нуклонов в ядрах не корректны, но достоинства рассматриваемой сейчас простой и наглядной модели несомнены.

Она не только объяснила результаты опытов по исследованию важнейшего класса реакций квазиупругого рассеяния /кстати, сплошные кривые на рис.3 дают представление о совпадении расчетов и экспериментальных данных/, но и с самого начала указала возможности определения в таких опытах важных характеристик ядра. Мало того, она оказалась весьма плодотворной в смысле дальнейшего развития и уточнения, к чему мы сейчас и перейдем. А пока посмотрим не противоречит ли модель квазиупругого рассеяния данным по упругому рассеянию нуклонов ядрами, известным случаям вылета из ядра многих частиц и пр.

Пусть налетающий протон рассеялся на нуклоне внутри ядра на малый угол, так что нуклон отдачи получил импульс недостаточный, чтобы покинуть ядро. Тогда ядро приобретет импульс как целое - произойдет упругое рассеяние. В рамках таких представлений упругое $p\bar{d}$ - рассеяние на малые углы рассмотрел впервые Чу^{/4/}. Дифференциальное сечение упругого $p\bar{d}$ - рассеяния он представил как сумму свободных сечений рассеяния протона на протоне и нейтроне, умноженную на некоторую функцию $S^{\frac{1}{2}}(q) = \int \Psi_d^*(r) e^{-iq\cdot r} \Psi_d(r) dr$ вероятность дейtronу с волновой функцией Ψ_d сохраняться как целому после передачи ему импульса q . По существу это борновское приближение, но вместо вычисления амплитуд нуклон нуклонного рассеяния взяты сечения из опытов. Такая модификация - простейшая формулировка так называемого импульсного приближения. В рамках такого формализма могут быть рассмотрены и не упругие процессы, для

II

чего надо взять в конце соответствующую волновую функцию. Очень не трудно было обобщить рассмотрение на случай рассеяния протонов более сложными ядрами ^{15/} и, варьируя волновые функции ядер, подогнать кривые под экспериментальные результаты. Сегодня упругие и неупругие процессы с одной выделенной частицей вперед, как теперь говорят - инклюзивные реакции, рассматриваются в глауберовском подходе. Я не буду дальше на нем останавливаться, поскольку ему посвящены отдельные лекции. Подчеркну только; в его основе лежат те же идеи, что мы здесь рассматриваем.

Не буду я останавливаться подробно и на так называемых каскадных моделях, направленных в основном на рассмотрение процессов со многими относительно быстрыми частицами в конце реакции на сложном ядре. Опять таки важно то, что в основе расчетов лежит представление о том же основном акте квазиупругого рассеяния налетающей частицы на почти свободном нуклоне ядра. Но он естественно не всегда приводит к реакции выбивания одного нуклона. Вторичный нуклон в свою очередь может выбить нуклон и т.д. до тех пор пока нуклон не покинет ядра или будет иметь энергию меньшую энергии связи. Такие нуклоны нагревают ядро, и каскадный процесс обычно сопровождается испарением частиц из ядра.

Еще один вопрос: каковы условия применимости модели квазиупругого рассеяния? Как ясно из самой модели необходимым условием является малость длины волны налетающей частицы по отношению к расстоянию между нуклонами. Достаточных условий мы не знаем. Но мы уже знаем, и я упоминал

об этом, что модель не всегда корректно применяется. Этот вопрос будет выяснен ниже при более строгой постановке задачи.

5. Обобщение модели: квазисвободное рассеяние.

До сих пор мы говорили о квазиупругом NN рассеянии, приводящем к реакциям выбивания типа ($p, 2p$), (p, p^n). Но фактически уже в первые годы становления модели рассматривался более широкий круг реакций. Так взаимодействие с распределенными по импульсам в ядре отдельными протонами рассматривалось в /6/ для объяснения угловых и энергетических распределений дейtronов вылетающих из углерода под действием нейтронов с энергией 90 Мэв /7/. Реакция представлялась как подхват пролетающей частицей партнера по импульсу из ядра. В современных обозначениях это хорошо известные теперь реакции подхвата /pick - up/ типа (p, d) или (n, d). Приблизительно тогда же было показано /8/, что в рамках тех же представлений и, взяв примерно то же распределение протонов в ядре по импульсам, можно описать энергетический спектр мезонов, образованных на углероде под углом 90° к пучку фотонов с максимальной энергией 330 Мэв /9/. Здесь речь шла о реакции ($\gamma; \pi^+ n$).

Итак, экспериментальные факты допускают расширение модели как в сторону рассмотрения других налетающих частиц, так и других элементарных актов, происходящих на квазисвободных нуклонах ядра.

Сегодня мы знаем, что налетающими частицами могут быть любые достаточно быстрые частицы: электроны, пионы, π^+ , π^- . Своеобразным доказательством этого факта могут служить те трудности, с которыми сталкиваются экспериментаторы, пытаясь в пропановых пузырьковых камерах однозначно выделить события, произошедшие на водороде. Ниже мы будем подробнее рассматривать реакции выбивания частиц электронами и пионами. Пока заметим, что сегодня мы думаем, что налетающими частицами в ядре могут быть также достаточно быстрые резонансы. Это очень естественная экстраполяция наших знаний в принципе открывает пути исследования взаимодействия сильлонестабильных частиц с нуклонами.

Далее, сегодня мы знаем, что на квазивыбородных нуклонах ядра могут идти любые реакции, происходящие на свободных нуклонах. Здесь я вновь могу аппелировать к опытам, выполненным на тяжелых пузырьковых камерах при самых разных начальных энергиях. Хорошим примером изучения неупругой двухчастичной реакции типа ($p, \pi^+ d$) могут служить недавние опыты, выполненные в Дубне /10/ при начальной энергии 670 Мэв на ядре углерода. Методика - типичный одноплечевой спектрометр рис. Iб, принципиально усовершенствованный в том смысле, что частицы дополнительно выделялись по времени пролета, что давало возможность четко различать частицы разных масс. Удалось отделись дейтроны на большом фоне протонов. Дейтронный спектр, снятый под углом $6,5^\circ$ к пучку, показан на рис. 4. Хорошо видны два максимума в месте бинарных пиков от реакции $p + p \rightarrow d + \pi^+$, полученных

в опыте на водороде и показанных на рисунке пунктирами. Пиков два. Они соответствуют вылету дейtronов вперед и назад в системе центра масс реакции. Максимум справа — максимум квазиупругого $p d$ — рассеяния, которое мы будем обсуждать в следующем параграфе. Различные кривые представляют расчеты в рамках обсуждаемой модели. Согласие с экспериментальными точками лучше, если учесть детали в поведении элементарного сечения, подобрать импульсное распределение протонов в углероде.

Как видно и в этом случае модель квазисвободного взаимодействия качественно очень хорошо описывает данные опыта. Весь вопрос в том, можно ли описывать крылья, кривых, а если да, то что означают необходимые для такого описания высокоимпульсные компоненты нуклонов в ядре; остается ли постоянным эффективное число нуклонов для разных энергий и разных реакций?

Введение высокоимпульсных компонент не только неувдовлетворительно с точки зрения разных опытов, но внутренне противоречиво. Чтобы иметь большой импульс нуклон в ядре должен находиться рядом по крайней мере с одним другим нуклоном, быть сильно с ним связанным. А это значит, что нарушено необходимое условие применимости модели квазисвободного взаимодействия: налетающая частица взаимодействует с двумя или группой нуклонов. "Крылья" кривых отвечают случаем взаимодействия с большими передачами импульсов ядру остатку, мы увидим, что при строгой постановке задачи именно тогда нельзя говорить о квазисвободном взаимодействии.

Что касается $N_{\text{эфф}}$, то опыты показывают, что однажды для данного ядра меняется хотя и не очень сильно, при изменении энергии и типа реакции. Это естественно даже в рамках самой модели, коль скоро меняются с изменением энергии и типа реакции сами элементарные сечения и жестко не отобраны случаи действительно однократного взаимодействия начальной и конечных частиц. И это можно сделать лишь при строгой постановке задачи. Кстати, непостоянство $N_{\text{эфф}}$ позволяет как раз определять сечения взаимодействия резонансов с нуклонами при разных энергиях в рамках некогерентного глауберовского рассмотрения.

6. КВАЗИСВОБОДНОЕ ВЗАЙМОДЕЙСТВИЕ С ГРУППАМИ НУКЛОНов (КЛАСТЕРАМИ) ВНУТРИ ЯДРА.

Если переход от квазиупругого нуклон нуклонного рассеяния к рассмотрению любых реакций любых быстрых налетающих частиц с квазисвободными нуклонами ядра представляет весьма естественным, то существенно менее тривиальным, даже на первый взгляд противоречивым, представляется обобщение модели, вызванное опытами по квазиупругому выбиванию из ядер дейtronов, тритонов, Δ -частиц и др., а также современными данными о квазисвободных неупругих реакциях типа ($p, T \pi^+$), идущих на группах нуклонов внутри ядра.

Первые убедительные опыты были поставлены в Дубне /II/ сразу за обнаружением и исследованием в 1956г. обратного

упругого рассеяния /12/, рассеяния, приводящего к быстрому дейtronу, летящему вперед и быстрому протону, летящему назад в лабораторной системе. Здесь это само по себе крайне интересное явление к которому мы еще вернемся, мы возьмем как данное при рассмотрении результатов, частично представленных на рис.5. Это импульсный спектр положительных частиц, вылетающих из мишени в данном случае из литиевой мишени под углом $7,6^{\circ}$ под действием протонов с энергией 675 Мэв. Типичный результат опыта по схеме рис. Iб. Прекрасно выражен пик упругого p Li рассеяния. Плечо на левом спаде, - по-видимому, результат рассеяния с возбуждением ядра. Нас интересует высокоимпульсная часть спектра. На рисунке она показана в увеличенном на два порядка масштабе. Виден максимум, особенно ясно проявляющийся после вычитания фона, показанного на рисунке нижними точками. Это фон протонов, прошедших фильтр, в котором должны застравать дейtronы с выбираемым спектрометром импульсом. Спектр частиц застрявших в фильтре, в основном дейtronов, показан на врезке. Положение максимума почти точно совпадает с ожидаемым положением пика упругого p d рассеяния. Его полуширину, превышающую разрешение установки, о котором можно тут судить по пику упругого рассеяния на литии, не трудно объяснить, предполагая движение квазисвободных дейtronов в ядре.

Аналогичные результаты в этой работе были получены на нескольких ядрах. Измерения были проведены на D , Li, Be, C и O. Измеренные сечения выхода дейtronов под данным

углом в миллиардах на стерадиан: $0,55 \pm 0,12$; $2,9 \pm 0,6$;
 $2,2 \pm 0,5$; $3,7 \pm 0,8$; $4,3 \pm 1,0$; средняя энергия движения
 квазидейtronов в ядрах соответственно: 8, II, I4 и I4 Мэв.

Квазидейtronную модель подкрепляли в те годы эксперименты по фоторасщеплению квазидейtronов ядра /13/ и совпоставление с рядом свойств явления т.н. фрагментации.

Вообще под термином фрагментация понимался и понимается широкий круг реакций, общее сечение которых достигает величины $0,2 \pm 0,3$ от геометрического, сопровождающихся вылетом из ядер под действием частиц высоких энергий фрагментов, т.е. частиц с зарядом $Z \geq 2$. Скажем прямо, ясности тут никакой по сей день нет. По-видимому, это сумма разных процессов; испарения, ответственного за мягкие "подбарьерные" фрагменты с энергией меньшей энергии кулоновского отталкивания; разветвленного каскада с распадом ядра, ответственного за случаи с большой множественностью частиц в конце; быть может даже высокоэнергичного деления, сопровождающегося появлением двух и большего числа фрагментов одновременно. Нас будут интересовать события с вылетом высокозергичных фрагментов. Они имели такие качественные особенности:

- а/ Быстрые фрагменты из ядер распределены в системе центра масс реакции анизотропно и вылетают преимущественно вперед.
- б/ Наблюдается корреляция между углом вылета быстрого фрагмента и уносимой им энергией: чем меньше угол, тем больше энергия.

в) Средний заряд фрагмента или относительная вероятность образования фрагмента не зависят сколько нибудь существенно от энергии налетающей частицы.

Не трудно видеть, что эти особенности можно качественно понять в рамках модели квазисвободного выбивания, если считать, что в ядрах есть T , d , Li , Be , C кластеры, а именно такие быстрые фрагменты не раз наблюдались в ядерных эмульсиях, облученных высокоэнергичными частицами. В настоящий момент еще не сделаны аккуратные опыты по исследованию выбивания ядер тяжелее. Данные о существовании квазиупругого ($p\bar{d}$) рассеяния и реакций типа ($d, 2d$) /14/, полученные в классических схемах рис. I, не вызывают сомнения. Должно существовать явление выбивания и более сложных ядер. Но мало кто из физиков считал или считает, что ядро состоит из дейtronов, d -частиц, ядер Li и т.д. Иначе трудно было бы понять приведенные выше данные о сечениях вылета дейtronов из ядер относительно сечения свободного $p\bar{d}$ рассеяния, тем более что из ядер вылетают и протоны и другие частицы. Рассеяние происходит на временных образованиях внутри ядра. В этой связи законно поставить вопрос: а существует ли в ядре нуклоны? Мы увидим, что эта сторона дела найдет отражение при строгой постановке задачи.

В начале параграфа я обмолвился о видимой внутренней противоречивости модели квазисвободного рассеяния на кластерах. В самом деле, в рамках простой наивной модели, если налетающая частица застает в ядре два или три нуклона на

таком расстоянии, что они вылетают вместе, она должна застать их и существенно более часто в промежуточных состояниях, приводящих к перерассеянию частиц, к "истинно неупругим реакциям, вклад которых мы пока молчаливо игнорировали.

7. ИССЛЕДОВАНИЕ ЯДЕР С ПОМОЩЬЮ РЕАКЦИЙ ВЫБИВАНИЯ.

Мы уже охватили достаточно широкий круг реакций - применимость модели так сказать вширь. Теперь посмотрим каково современное состояние опытов по квазиупрочному выбиванию нуклонов, и что они дают для исследования свойства ядер. Как реализуются возможности подхода?

Еще раз: параметры максимумов квазиупрочного рассеяния зависят от энергии связи и импульсного распределения нуклонов в ядре. Но в ядре есть по разному связанные нуклоны, находящиеся на разных оболочках, имеющие разные квантовые числа. Выбивание нуклонов из этих оболочек может привести к различным состояниям конечного ядра. Наличие у нуклонов орбитальных моментов должно сказаться на зависимости числа случаев реакции от угла разлета вторичных быстрых частиц.

Чтобы измерять энергию возбуждения остаточного ядра, исследовать угловые распределения, относящиеся к определенному состоянию недостаточно опыты по схемам рис. I. Надо знать импульсы или энергии по крайней мере двух частиц в конечном состоянии. И знать с достаточно хорошим энергетическим разрешением с точностью до одного - трех Мэв.

С ростом энергии начальной частицы требуемая относительная точность быстро растет, так что не случайно опыты были начаты при энергиях 100+200 Мэв и сегодня с хорошим разрешением уровней ядра доведены до энергии около 600 Мэв. Да и то понятие хорошее разрешение весьма относительно, т.к. удается пока выделять уровни лишь легких ядер, где их мало, и они расположены достаточно далеко друг от друга.

Эксперименты с выделением конечного состояния ядра остатка были начаты в 1957 г. и успешно проводились группой Тирена (I5), а с 1962 г. активно работающей гр. Тибелла с сотрудниками (I6). Ссылки на аналогичные исследования других авторов можно найти в (I5-I7). Обычно изучалась реакция типа ($p, 2p$). Сначала измерения велись по схеме рис. Ia, но фиксировались, не измерялись, а именно фиксировались, энергии обеих протонов по их остановке в фильтрах, расположенных между сцинтилляционными счетчиками регистрирующих телескопов, т.н. "пробежных" телескопов.

Современная постановка: объединение схем рис. Ia и Iб - два сопряженных спектрометра. Иногда один из них заменен пробежным телескопом. Измеряется величина $\frac{d^4G}{d\Omega_1 d\Omega_2 d\mathbf{p}_1 d\mathbf{p}_2}$. Понятно, что установка имеет малую светосилу, и необходимы весьма интенсивные пучки и кропотливые измерения. Здесь уместно будет сказать, что подобные опыты с лучшим разрешением, а, следовательно, с еще меньшими телесными углами

установки, должны занять существенное место на сильно-точных ускорителях: "фабриках мезонов". Из дальнейшего будет видно, что все эти эксперименты с точки зрения изучения механизма реакции обладали, и не могли не обладать в силу упомянутых апертурных ограничений, общим недостатком: все измерения велись в одной плоскости (компланарная геометрия, характерная для упругого рассеяния) и большей частью при симметричном расположении спектрометров относительно пучка.

Было получено большое количество данных. Рассмотрим для примера некоторые типичные экспериментальные кривые.

На рис.6 и рис.7 показаны спектры по энергии возбуждения ядра остатка, взятые из работы /16/. Спектр относится к ядру He^5 ; образовавшемуся в реакции $\text{Li}^6(\text{p},2\text{p})\text{He}^5$. Стрелкой показано положение основного уровня. Видно, что он проявился. Виден еще максимум соответствующий уровню, или в данном случае лучше сказать резонансу в системе $\text{He}^4 + \text{n}$ с энергией 16,7 Мэв. Можно предполагать долю случаев с развалом ядра. Рис.7, относящийся к реакции на N^{14} , иллюстрирует ситуацию для ядер потяжелее, с большим числом уровней. Здесь плохо проявился основной уровень, однако уровни с энергией около 4 и 10 Мэв выявлены. Обратим внимание на характерный для многих кривых хвост, тянувшийся в область больших энергий возбуждения. Мы еще вернемся к этому, быть может к самому интересному моменту.

Теперь можно выделить область исследуемого уровня и

построить распределение по углу разлета или углу вылета одного из протонов при фиксированном угле другого. На рис.8 приведены две кривые, измеренные для реакции $\text{Li}^7(\text{p}, 2\text{p})\text{He}^6$. Верхняя с провалом, находящимся при угле разлета, отвечающем упругому рассеянию, соответствует

P - переходу, а нижняя с максимумом в том же месте, переходу с $\ell = 0$. Кривые не всегда даже столь хороши. Они часто ассиметричны, провалы под характерным углом не столь глубоки и пр. Частично это обстоятельство связано с перекрытием уровней, в значительной мере несомненно с влиянием более сложных процессов, чем простое выбивание, например, с перерассеянием вторичных частиц. Во всяком случае сегодня надежен лишь анализ с точностью до утверждения: имеет место переход с $\ell = 0$ или $\ell \neq 0$. Это мало что может дать пока мы в области известных из спектроскопических исследований уровней. Ситуация меняется при переходе к высоковозбужденным состояниям.

На рис.9, взятом из работы итальянских авторов /18/, где исследовались реакции типа ($e, e\text{p}$) на различных ядрах, показан спектр возбуждений остаточного ядра в реакции $\text{Ca}^{40}(e, e\text{p})\text{K}^{39}$. В этом спектре с той достоверностью, как это вы видите, сделана попытка выделить уровень с энергией около 80 Мэв. Если он существует, а несомненно существуют уровни с энергией около 40 Мэв, выделенные в других работах, и если это действительно уровни с определенными квантовыми числами, то сегодня

это самый высокий уровень. Он уже не очень далек от энергий, когда возбуждение ядер могло бы сниматься вылетом мезонов, когда могли бы существовать такие образования, как изоядра /19/. Несомненно, изучение высокозиергичных уровней также требует более детального рассмотрения механизма реакции.

8. О ЯЗЫКЕ ДИАГРАММ.

Выше не раз упоминалось о строгой постановке задачи квазиупругого рассеяния и вообще исследования механизма. Самым удобным на мой взгляд является язык диаграмм, подход в рамках и т.п. дисперсионной теории ядерных реакций, развитой Шапиро с сотрудниками /20/.

Простейшей и сразу скажем очень существенной диаграммой является полюсная диаграмма рис. IО. Здесь, как IОа, IОб, IОс и пр. нарисован ряд полюсных диаграмм, изображающих процессы, которые мы выше обсуждали. Просто очевидно, что полюсная диаграмма отражает основные черты модели квазивсвободных частиц. Но дает больше. Что именно? И вообще, каковы преимущества и недостатки выбранного языка для описания ядерных реакций.

Конкретная диаграмма математически содержательна. Это формула. Так для полюсной диаграммы матричный элемент реакции пропорционален т.н. пропагатору $\sim \frac{1}{Q_Y^2 + Q_{Y_0}^2}$, где Q_Y - переданный ядру остатку импульс, а $Q_{Y_0} = \sqrt{2m^*E}$ - положение полюса (m^* - приведенная масса виртуальной

частицы, ε - ее энергия связи). q_0 - характерная для реакции величина, так как можно думать, что недалеко от полюса, т.е. при малых $q < q_0$ основной вклад будет давать полюсная диаграмма.

Для каждого процесса, описываемого диаграммой, могут быть сделаны конкретные предсказания, проверка которых может служить критериями применимости данной диаграммы для описания той или иной реакции. Некоторые критерии имеют весьма общий смысл. Например, для полюсной диаграммы должна иметь место факторизация. Это значит, что матричный элемент реакции пропорционален произведению вершин. Если одна из них, скажем ($\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$) или ($p\bar{p} \rightarrow p\bar{p}$), известна из опытов по свободному рассеянию, то, измеряя сечение реакции, можно найти вершину вылета протона из ядра A с образованием ядра B^* в определенное состояние. Именно такая вершина, называемая приведенной шириной - фундаментальная величина для данного перехода. Универсальность приведенных ширин, их независимость от типа реакции, - лишь бы соответствующая вершина входила в описание реакции, - сорта налетающих частиц, от начальной энергии - один из критериев применимости полюсной диаграммы.

Другим критерием является т.н. критерий Янга - Треймана /21/ сформулированный впервые для реакции рождение пионов пионами и рассмотренный для ядерных реакций Колыбасовым и Шапиро /22/. Если виртуальной частицей в полюсной диаграмме является нуклон, или частица со спином 0 (α -частица) или в одной из вершин имеет место S-рассеяние, то критерий требует изотропного распределения случаев

реакции по углу между плоскостями разлета частиц в вершинах в антилабораторной системе координат. Было показано /23/, что в практически важных случаях больших начальных энергий с хорошей точностью можно говорить о требовании изотропии по азимутальному вылету ядра отдачи в лабораторной системе координат. Весьма чувствительным к механизму оказалось распределение по полярному углу вылета ядра отдачи, которое конечно тоже в полюсном приближении может быть рассчитано, как и любые другие распределения.

Еще одним и на мой взгляд весьма существенным достоинством диаграммного языка является его общность. И речь идет не только о широком круге ядерных реакций, в том числе естественно включенных в описание ядерных реакций с обменом виртуальными ядрами. Применительно к ядерным реакциям полюсная диаграмма была, по-видимому, впервые рассмотрена в статье Чу и Лоу /24/ вместе с однопионной диаграммой для процесса рождения пионов пионами на водороде. Обсуждалось, как корректно учесть виртуальность нейтрона в ядре, чтобы получить точные данные о сечении рассеяния на свободном нейтроне из результатов измерений на дейtronе, и одновременно, как учесть виртуальность пиона в шубе нуклона, чтобы воспользоваться виртуальным пионом как пионной мишенью. Этим замечанием я хочу еще раз обратить внимание на аналогию между ядерными реакциями и реакциями между элементарными частицами.

В физике элементарных частиц всегда было ясно, что одна диаграмма не описывает даже в первом приближении реакций с

сильновзаимодействующими частицами⁷. Она может лишь доминировать в определенной области кинематических переменных. Например, полюсная диаграмма в области малых по сравнению с массой pione переданных импульсов. Известна большая роль диаграмм с полюсом в S -канале, т.е. резонансных состояний. Уместно поставить вопрос о роли S -канальных диаграмм в ядерной физике.

Здесь я хочу отдельно подчеркнуть, что диаграммный подход обладает эвристической ценностью, что тоже немаловажный плюс. Уже говорилось, например, о критерии Янга - Треймана. Его формулировка и предложения о проверке последователи из рассмотрения диаграмм. Только что упоминалась возможная роль диаграммы с полюсом в S -канале: возможность существования сверхвозбужденных состояний ядер, высвечивающихся мгновенными протонами, рис. IIa. С другой стороны предсказываются динамические особенности, перегулярности в спектрах вторичных частиц, связанные с треугольными диаграммами, особенно, если в качестве виртуальной частицы выступает изобара /25/, рис. II : Интересно, наконец, выяснить роль процессов с виртуальным ядром типа рис. IIe. Важно, что ширины ядерных вершин, указанных здесь диаграмм, при соответствующем подборе ядер во всех трех случаях одинаковы. Что касается диаграммы рис. IIe, то она несомненно применивается к полюсной для мягких нуклонов в области кинематических переменных, где велико упругое рассеяние на соответствующих ядрах. Подобные процессы еще совсем не исследованы.

О главном недостатке диаграммного подхода в сущности уже сказано: одна диаграмма, в том числе и полюсная, нигде в

физической области переменных полностью не описывает никаких реакций. Всегда работают все возможные диаграммы. Можно ли выделить и оценить вклад хотя бы полюсной диаграммы? Что дает такое выделение? Каковы перспективы диаграммного подхода? На эти вопросы могут ответить только экспериментальные данные.

9. ПОСТАНОВКА "ПОЛНОГО ОПЫТА".

Сейчас мы последовательно сформулируем доступные экспериментальной проверке предсказания, могущие служить критериями применимости полюсной диаграммы для описания реакции. Будем обсуждать реакции выбивания, не только как наиболее важные и лучшие изученные, но и потому, что для реакций с тремя частицами в конце больше число таких предсказаний. Эта программа была предложена и обсуждалась в /20, 21-23/ и включает следующие пункты.

1. Получение зависимости дифференциального сечения от импульса остаточного ядра в лабораторной системе или от переданного в реакции характерного импульса, что тут одно и тоже.

2. Проверка критерия Треймана - Янга в разных диапазонах переданных ядру импульсов.

3. Измерение распределения числа случаев реакции от угла вылета остаточного ядра относительно направления налетавшей частицы. И эти измерения, как и все последующие надо проводить в разных областях значений характеристической

величины переданного импульса.

4. Измерение абсолютной величины дифференциального сечения, извлечение приведенных вершинных частей и сравнение их с такими же величинами, полученными из других реакций на том же ядре в той же виртуальной частицей и с тем же ядерным состоянием в конце реакции.

5. Измерение дифференциального сечения реакции как функции кинематических переменных, характеризующих соответствующий упругий процесс, например, от инвариантной массы системы πN . Сюда же можно отнести получение зависимостей от угла разлета частиц, спектров быстрых частиц под фиксированным углом.

6. Измерение зависимости квадрата модуля матричного элемента реакции как функции начальной энергии при фиксированных значениях остальных переменных. Полюсная теория предсказывает отсутствие такой зависимости.

7. Измерение поляризации ядер отдачи или асимметрии вылета продуктов в реакции на поляризованной мишени.

8. Сравнение поляризации частиц в квазисвободной вершине с соответствующими величинами для свободного рассеяния.

9. Преверка изотопических соотношений между различными процессами с одинаковой ядерной вершиной.

Перечисленные предсказания, или точнее, предсказания, которые можно сделать на основе рассмотрения полюсной диаграммы относительно перечисленных распределений, можно рассматривать, как необходимые критерии применимости для

описания реакции полюсной диаграммы. Это необходимые критерии, а не достаточные. Нарушение любого и хотя бы одного из них в определенных условиях свидетельствует о неприменимости одной полюсной диаграммы, о существенном вкладе других диаграмм. Достаточных критериев мы не знаем. Думается, однако, что совокупное выполнение в определенном диапазоне переменных всех необходимых критериев может служить достаточным основанием для утверждения определяющей роли полюсной диаграммы. Во всяком случае это существенно более строго, чем обычные выводы о модели на основании одного, двух распределений, хорошо описываемых моделью. Негативный вывод о недостаточности одной полюсной диаграммы в том или ином случае может быть сделан совершенно строго.

Полная реализация программы требует многих опытов, поставленных с одной стороны в разных условиях: при разных начальных энергиях, с начальными частицами разных знаков, если возможно на поляризованном пучке; но с другой стороны, крайне желательне, даже порой необходимо, чтобы опыты проводились в сопоставимых условиях, главным образом важно, чтобы каждый раз фиксировался диапазон переданных ядру импульсов. Было бы весьма удобным, если бы физики договорились рассматривать одинаковые диапазоны. И тут естественной единицей измерений является величина Q_0 — расстояние до полюса.

Для реализации программы нужны опыты, где измеряются все возможные кинематические переменные. Нужны опыты в

общей постановке со спектрометрами в обеих плечах установки. Наконец, нужны опыты не в компланарной и тем более не в симметричной геометрии, как вообще говоря, это естественно для любого неупругого процесса.

Удачной методикой были бы камеры и ядерная эмульсия. В последнем случае возможно измерение и самих ядер отдачи, а также довольно просто идентифицировать вылетающие фрагменты. Главная общая трудность на современном этапе: малость статистики при разбиении числа случаев регистрируемой реакции по диапазонам кинематических переменных, а ту или иную зависимость надо изучать только при фиксированных значениях остальных инвариантов. Прогресс тут будет при переходе к обработке существенно большего (на порядок) числа случаев; как этого, впрочем, требуют и задачи, решаемые сегодня на водородных камерах. Что касается ядерных эмульсий, то тут есть еще неопределенность с идентификацией мишени. Можно лишь по Оже электронам различить реакции на группе легких (C , N , O) и тяжелых (Ag , Br) ядер.

Существенный прогресс в методике, как и для других областей физики частиц высокой энергии, связан с использованием в установках искровых камер. Надо сказать, что их использование для исследования ядерных реакций при высоких энергиях скорее лишь начинается. Но уже первые опыты дали новые важные результаты. Они проводятся, начиная с 1968 г. в ИТЭФ в нашей группе /27/. Опыты с самого начала направлены на исследование механизма на примере реакции типа

(π^- , $\pi^-\rho$) при начальном импульсе около 1 Гэв/с. Схема установки показана на рис. I2. Как видно, это почти классическая схема с двуплечим спектрометром — измеряется импульс пиона в магнитном спектрометре с искровыми камерами и энергия протона в искровой камере по пробегу, но наличие искровой камеры даже с ограниченной апертурой позволяет выйти из плоскости и так, что удается пройти весь возможный диапазон изменений угла Янга-Треймана. С первого взгляда это не ясно. Но надо вспомнить, что нас будут интересовать лишь не слишком большие переданные импульсы, где, кстати, сосредоточена основная масса случаев. Установка не приспособлена для регистрации реакций другого класса.

Недостатком работ этой группы следует считать плохое разрешение по энергии возбуждения остаточного ядра. Для установок со спектрометрами при больших энергиях это общая беда, т.к. плохое абсолютное разрешение соответствует в этом случае довольно хорошему относительному разрешению. В дальнейшем потребуются либо процессионные опыты на пучках частиц с импульсным разбросом не хуже 0,005%, либо, и мне хочется подчеркнуть эту возможность, включение в схему опыта регистрации γ -квантов возбуждаемых переходов на совпадение со вторичными частицами. Это уменьшит телесный угол установки, но, по-видимому, будет возможным на сильнотечных ускорителях.

10. СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ИССЛЕДОВАНИЙ МЕХАНИЗМА
РЕАКЦИЙ ВЫБИВАНИЯ.

Рассмотрим сначала не вдаваясь в детали, как раз результаты только что упомянутых опытов ИТЭФ. В них впервые были реализованы для ядер Li^6 , C^{12} и Al^{27} первые пять пунктов экспериментальной программы.

На рис. I3 показаны некоторые типичные распределения числа случаев реакции по характерной величине переданного импульса q_γ . На этих же рисунках показаны теоретические полюсные кривые. Видно, что они не плохо описывают экспериментальные данные при малых q_γ , при $q_\gamma < q_0$, существенно противоречат при больших переданных импульсах. При больших q_γ точки обрываются, не потому, что в этой области нет случаев, их мало, но они есть, а потому, что тут низка эффективность установки.

Теоретические кривые нормированы, причем коэффициент нормировки и определяет приведенную ширину соответствующего перехода $A \rightarrow B + p$. Но надо помнить, что при проведении теоретической полюсной кривой есть еще один свободный параметр — радиус ядра, характеризующий формфактор вершины. Сам вид формфактора выбирался в батлеровском виде. Конечно, вид формфактора и радиус могут быть изменены, и кривые лучше подогнаны под экспериментальные точки в области больших q_γ . При этом изменится нормировка. Так возникает произвол в радиусах и значениях приведенных ширин. Величины, которые по идеи должны быть константами ядра,

начинают зависеть от Q_f ; начальной энергии, сорта налетающих частиц. Явно недостаточно рассматривать только эти распределения. Посмотрим на другие, полученные, что важно, в одинаковых условиях, в одном эксперименте.

На рис. I4-I6 показаны зависимости числа случаев реакции (π^- , $\pi^- p$) на ядрах Li^6 , C^{12} и Al^{27} от угла Янга-Треймана в различных диапазонах переданных импульсов q_f . Ясно видно, что характерное для полюсной диаграммы изотропное распределение не противоречит экспериментальным данным лишь при малых q_f . При больших $q_f > q_{f_0}$ полюсная диаграмма заведомо не описывает всего процесса. Такой вывод не зависит уже от выбора формфактора и каких либо модельных представлений. Он подтверждается распределениями ядер отдачи по полярному углу. Для Li^6 угловые распределения ядер отдачи вместе с теоретическими кривыми, рассчитанными в полюсном приближении, для трех диапазонов q_f показаны на рис. I4б параллельно данным о распределении по углу Янга-Треймана. Угловые распределения ядер отдачи в реакции $Al^{27} (\pi^-, \pi^- p) Mg^{26*}$ показаны на рис. I7. И тут при малых q_f мы видим удовлетворительное согласие с полюсными кривыми, при больших сравнительно с q_{f_0} явные отклонения.

Приведенные данные, может быть сегодня наиболее полные, не одиночки. В 1970 г. методы ядерных фотоэмulsionий ленинградская группа /28/ исследовала реакцию (π^+ , $\pi^+ p$) и даже в какой-то мере (π^+ , $\pi^+ p$) на смеси легких ядер эмульсии при начальной энергии пионов 112 Мэв.

К сожалению в силу выбранной методики, как это уже объяснялось, статистика мала. Но некоторые вполне определенные выводы сделать можно. Так на рис. I8 дано наиболее показательное распределение по углу Янга-Треймана для двух диапазонов Ω , сопоставимое с приведенными выше. Сопоставимое, как по взятым диапазонам Ω , так и по сделанным на его основе в работе выводам. Хорошо согласуются между собой и другие данные ленинградской работы и работ ИТЭФ. Тут специально хочется подчеркнуть, что опыты выполнены при другой начальной энергии и с пиоками другого знака, т.е. сделан определенный шаг к реализации 6 и 9 пункта программы.

В 1971 г. в ЦЕРНе выполнены подробные работы по исследованию (p , $2p$) реакций при энергии 600 Мэв на ядрах C^{12} , Si^{28} и Ca^{40} . Мы их уже упоминали /I7/, говоря о исследовании ядер с помощью реакций выбивания. Теперь посмотрим на некоторые из очень большого числа подробных результатов. На рис. I9 для примера показаны зависимости дифференциальных сечений реакции $Si^{28}(p, 2p)Al^{27*}$ полярного от угла ядра отдачи. Разные рисунки соответствуют разным диапазонам по энергии возбуждения ядра остатка и переданным ему импульсам. Правда речь всегда в работе идет об относительно небольших переданных импульсах. Кривые - теория, практически полусная / учитывается искаженные волны, но искажения невелики/. Вид кривых в значительной степени связан с эффективностью установки. Нормировка и в этом случае конечно может быть изменена. Из этих и других данных работы видно, что кривые по виду неплохо опи-

сыают данные опыта. Работы ЦЕРНа выполнена в компланарной геометрии, что не позволило получить распределения по углу Янга-Треймана. Распределения по полярному углу приведены от 180° - до 180° . Их ассиметрия в какой то мере говорит и о характере распределения по азимутальному углу. В грубом приближении для всех ядер и энергий возбуждения в рассмотренном авторами диапазоне переданных импульсов распределения симметричны.

Итак, из анализа экспериментальных данных можно сделать следующие заключения. Полярная диаграмма, если где и описывает эксперимент, то только при малых переданных импульсах. Отсюда, сведения о приведенных вершинах можно извлекать, лишь используя область малых q_γ , где кстати, мало-существенен вид формфактора; попытки найти распределение высокомпульсных компонент нуклонов внутри ядра или вид формфактора при больших обычно применяемыми методами - некорректны. Эти заключения тем более нетривиальны, что обычно исследуемые распределения по импульсам одной из частиц или углу разлета частиц удовлетворительно описываются полярной диаграммой в широком диапазоне переданных импульсов q_γ .

Посмотрим на данные, относящиеся к вершине, характеризующей свободное взаимодействие. На рис. 20 и 21 можно видеть распределение по углу разлета пиона и протона из ядер C^{12} и Li^6 в реакциях типа (π^- , $\pi^- p$). На рисунках 22 и 23 приведены спектры пинонов из ядер под фиксированным углом. И те и другие данные, взятые из работы

ИТЭФ, даны для разных диапазонов по переданным импульсам. Распределения разные, но их сравнение с теоретическими полюсными кривыми говорит, что точки хорошо описываются простой полюсной моделью в обеих диапазонах Q_γ , и при $Q_\gamma < Q_{\gamma_0}$ и при $Q_\gamma > Q_{\gamma_0}$. Число примеров можно увеличить. Более того, на рис. 24 можно видеть типичный квазиупругий максимум вполне удовлетворительно аппроксимированный полюсной кривой для случая, когда пионы рассеивались в Li^6 под определенным углом, а величина Q_γ и даже канал реакции вовсе не фиксировались. Значит, есть экспериментальные распределения более и менее чувствительные к механизму реакции. Мало чувствительны, по-видимому, распределения по переменным, характеризующим квазисвободную вершину. Мы видели, что весьма чувствительны распределения, связанные с ядерной вершиной.

Этот вывод быть может подтверждают и некоторые данные, полученные при исследовании реакций типа ($\gamma, \gamma p$) в Харькове, где, кстати говоря, давно ведутся систематические исследования таких реакций /29/, но к сожалению до последнего времени с одноплечими установками. Правда недавно, преодолев трудности, связанные с большими фонами, были проведены первые измерения на "двуплечей" установке, измерения, которые желательно продолжать и в некомпланарной геометрии. Так вот, харьковчане нашли, что ассиметрия в свободном и квазисвободном рассеянии поляризованных γ -квантов одинакова. В этих опытах, которые можно рассматривать, как подход к проверке 8 пункта, не фиксировались спе-

циально малые Q_f , даже, строго, говоря, не выделялся тип реакции.

Обратимся, наконец, к 4 пункту программы, к приведенным ширинам. Здесь они будут интересовать нас не сами по себе, не как характеристики ядра, а именно с точки зрения проверки одного из критериев. Посмотрим на таблицу, заимствованную мною из /30/. Здесь для ряда переходов и разных начальных энергий выписаны приведенные ширины, найденные из анализа реакций ($p, 2p$) и реакций стрипинга и подхвата. Использовались результаты работ /15, 16, 30/. Приведенные ошибки статистические и не отражают достоверности результатов. Для большинства переходов наблюдаемой разброс данных, по-видимому, и соответствует достоверности в знании ширин. С такой точностью можно говорить и о применимости описанию реакций полгной диаграммы на основании постоянства приведенных ширин. Утверждение, конечно, не слишком сильное, скорее качественное, что и не удивительно, большинство данных взято из работ, где область малых Q_f специально не выделялась. Приведенные ширины, найденные по области малых в опытах ИТЭФ для C^{12} $0,59 \pm 0,06$, для Li^6 $0,75 \pm 0,15$ и $0,90 \pm 0,25$ соответственно для переходов с $\ell=0$ и $\ell \neq 0$. Приведенная ширина для C^{12} скорее совпадает с табличными. Большие значения приведенных ширин в случае Li^6 связаны, по-видимому, с тем, что в работе ИТЭФ учтены переходы в непрерывный спектр ядра He^5 в районе резонансов. Можно сказать, что корректное извлечение приведенных ширин только начинается, и точных данных о механизме они пока дать не могут.

II. О ^владе полюсного механизма.

Мы говорим об определяющем владе полюсной диаграммы при малых переданных импульсах. Возникает вопрос, а не будут ли нарушены необходимые критерии применимости полюсной диаграммы даже при $Q_1 < Q_0$. Повышении точности экспериментов? Скорее всего - будут. Попробуем от качественных характеристик перейти к попытке количественной оценки влада полюсной диаграммы по отношению к владу других диаграмм в разных областях Q_1 . Это было пока сделано для реакции $\text{Li}^6(\pi^-, \pi^+ p) \text{He}^5$.

Точные вычисления без знания неполюсных механизмов невозможны. Но воспользуемся экспериментальными распределениями по Q_1 /рис.I3a/, по углу Янга-Треймана /рис.I4a/ и по полярному углу ядра отдачи /рис.I4б/. Предположим, что нет заметной интерференции полюсной амплитуды и других, для нас сейчас фоновых. Предположим далее, что угловые распределения ядер отдачи, обусловленные неполюсными механизмами, не имеют существенной изотропной части. Заметим, что если первое из этих предположений, как это сейчас будет ясно, занижает вклад полюсного механизма, то второе завышает его. Процедура оценки состояла в том, что в распределении по импульсу ядра отдачи в разных диапазонах бралось отношение площадей под теоретической кривой, нормированной в точке при 55 Мэв/с, к площади под экспериментальными точками. При обработке распределений рис.I4 также вычислялись отношения площадей под теоретическими кривыми, нормированными в точках с минимальными значениями, ко всей площади под экспериментальными точками.

Результаты обработки показаны на рис.25. Здесь по оси абсцисс отложена величина Q_V^2 в единицах $Q_{V_0}^2$, т.е. в единицах квадрата расстояния до полюса. Полюс находится в точке $Q_V^2 = -1$. По оси ординат – отношение вклада полюсной диаграммы ко всем возможным процессам. Точки, обозначенные разными значками, получены при обработке разных распределений: открытые кружки – распределения по q^2 , крестики – распределений по углу Янга-Треймана, черные кружки – пополярному углу ядер отдачи. Так как разные точки следует рассматривать, как независимые, то их приличное совпадение в пределах статистических ошибок в какой-то мере оправдывает сделанные выше предположения.

Теоретическая кривая на рис. имеет вид $\frac{F(q^2)}{(q^2+1)^2}$, т.е. фон грубо учтен как константа по q^2 . $\frac{F(q^2)}{(q^2+1)^2} + C$ – формфактор. Зависимость χ^2 от С дана на врезке к рисунку. $C = 0,05^{+0,02}_{-0,01}$. Кривая хорошо описывает экспериментальные точки, и, естественно, в полюсе достигает 1.

Рис.25 позволяет сделать такие выводы. Вклад полюса 80–90% при малых $Q_V^2 < 1$, что и дает возможность качественно говорить об определяющем владе полюсной диаграммы в этой области.

Вклад полюсной диаграммы быстро падает с ростом Q_V^2 . /Любопытно, что быстрее, чем, скажем, для реакции (π^- , $2\pi^+$) на нуклоне, что естественно объясняется большим размером ядра по сравнению с характерным расстоянием до полюса/ Так при $Q^2 = 4$ он уже пренебрежно мал. Надо правда, помнить, что при таких Q_V^2 относительно невелико и общее

число случаев реакции, так что общая доля полюса для случая реакции $\text{Li}^6(\pi, \pi\rho) \text{He}^5$ (порядка 30%).

Наконец, рисунок показывает, что возможна эффективная экстраполяционная процедура определения приведенной ширины, полностью свободная от произвола в описании реакции. Она представляется так. Находятся приведенные ширины в определенном диапазоне, лучше малых q^2 . Затем в другом, еще меньшем и т.д., как позволяет точность измерений и, главным образом, статистика. Полученные значения откладываются в зависимости от q^2 , и по точкам проводится экстраполяционная кривая (в первом приближении прямая Y в точку $q^2 = -1$). Значение приведенной ширины в этой точке — истинное. Закон экстраполяции заранее неизвестен. Эмпирически он находится как полином той или иной степени в зависимости от количества измеренных точек и их ошибок. Если вклад полюса в изученном диапазоне q^2 был определяющим, то экстраполяционная кривая почти константа. Другими словами в этом случае приведенные ширины, найденные в физической области не будут сильно отличаться от точных. Сейчас мы только на это и надеемся, т.к. определений, подобных описанному, никто не делал. Не трудно заметить, что предлагая такую процедуру, я просто использовал опыт, накопленный при исследовании пион-пионного взаимодействия.

I2. Неполюсные процессы.

Мы только что видели, что в реакцию $\text{Li}^6(\pi, \pi\rho) \text{He}^5$, которая, как легко понять идет неизбывательно как реакция вы-

бивания, при больших Q_2 вносят вклад диаграммы, отличные от полюсной. Что это за диаграммы? Точнее, какие возможны диаграммы?

Часть их упоминалась: см. рис. IIa, IIb, IIc. Диаграмма рис. IIc - полюсная, только виртуальная частица ядро, но после обсуждения реакций с выбиванием фрагментов, это не должно смущать. Такой процесс, а он совсем не исследован, должен приводить к мягким протонам в конце. Легко по аналогии с §9 сформулировать целую систему других предсказаний. Диаграмма рис. IIa тоже полюсная, но полюс в канале. /Видно, что название параграфа не вполне удачно, но отвечает привычной терминологии/ и тут конечно возможен ряд четких предсказаний /диаграммный язык - содержателен!/ Ну, например, аналог критерия Янга-Треймана: если промежуточное ядро имеет с пинами О или в вершинах S-волн, то плоскости налетающих и разлетающихся частиц некоррелированы, т.е. распределение по углу между ними в системе рассеянного pione изотропно.

Диаграмма рис. IIa была предложена в /27/ для объяснения распределения по полярному углу ядра отдачи в реакции $C^{12} (\pi^-, \pi^- p) B^{11}$. Соответствующее распределение для двух диапазонов показано на рис. 26. Видно, что и при малых Q_2 полюсная кривая не отписывает экспериментальных точек. Если добавить 20% вклад амплитуды рис. IIa, то согласие можно достичь. Важно, что аномалия в угловом распределении для случая реакции на ядре C^{12} имеет место и при исследовании реакций типа ($p, 2p$) в

ЦЕРНе при энергии 600 Мэв. На рисунке 27 показаны распределения, аналогичные распределениям рис. I9. Правда, в опытах ЦЕРН, аномалия обнаружена только в случае высоких возбуждений ядра остатка. Конечно, не надо думать, что совпадение теоретической кривой и точек на рис. 26 доказывают вклад диаграммы рис. IIa. Мы уже видели примеры неубедительных совпадений. О существенной роли диаграммы рис. IIa говорилось, однако, и в работе /31/ на основе анализа изотопических отношений между сечениями реакции на углероде. Представляется, что поиски вклада S -канальных диаграмм по крайней мере для промежуточных высоковозбужденных состояний удобно вести по протонам в опытах с атидухчастичной геометрией, поскольку направление высвечивания возбужденного ядра может быть не связано с направлением вылета рассеянной частицы. Мы уже упоминали о диаграмме выбивания, приводящей к высоковозбужденному состоянию ядра, которое само может распасться с вылетом протона. Тут в конце реакции два протона, /см. рис. IIb/. Наконец, на рис. IId изображена диаграмма более сложная, аналогичная "гребенке" в теории элементарных частиц, но с учетом сохранения барионного заряда. Убедительных экспериментальных данных о роли таких диаграмм я не знаю.

Можно придумать и более экзотические диаграммы, но, по-видимому, определяющую роль среди неполюсных диаграмм играют процессы перерассеяния частиц в ядре. Простейшей диаграммой, описывающей перерассеяние, является треугольная диаграмма вида рис. IIc. Такая диаграмма имеет

ряд своих отличительных особенностей, которые, однако, менее ярко выражены, чем полосные. Выделить случаи, описываемые треугольной диаграммой много труднее. Казалось бы такое выделение и непредставляет особого интереса, т.к. с одной стороны, и приведенная диаграмма является далеко не единственной — возможны перерассеяния многократные, — а с другой, входящие в рассмотрения вершины могут быть получены более простым способом. Интерес к выделению случаев перерассеяния резко возрастает, если вспомнить, что в качестве виртуальной частицы в треугольнике может быть резонанс. Например, возможна диаграмма рис. II д. Выделение случаев, отвечающих такой диаграмме дает уникальную возможность оценить вершину Δ — ядерного, а в случае взаимодействия первичной частицы с дейtronом Δ — нуклонного взаимодействия при малых энергиях, которое представляет несомненный интерес для физики элементарных частиц. Предсказания для случая перерассеяния изобары богаче.

Опыты по обнаружению перерассеяния изобары Δ_{33} начаты.

Речь идет об экспериментах ИТЭФ по двойной перезарядке π^- — мезонов с импульсом 3,75 Гэв/с на ядрах углерода, выполненные с помощью светосильного спектрометра с большой искровой камерой. На рис. 28 а показан спектр недостающих масс к π^+ мезону, построенный в предположении, что налетающий мезон взаимодействовал с покоящимся протоном ядра. В гистограмму включены однолучевые события, когда кроме π^+ мезона из ядра не вылетало ни одной

заряженной частицы". В спектре недостающих масс виден хорошо статистически обеспеченный максимум, положение и ширина которого свидетельствуют в пользу образования изобары Δ^- в реакции $\pi^- + p \rightarrow \Delta^- + \pi^+$ на квазивысоком протоне ядра. Закон сохранения заряда выделяет при указанном стборе случаи перерассеяния в ядре. Показательно, что для двухлучевых событий в тех же условиях (рис. 28б) максимум в районе изобары не наблюдается. Авторы не рассматривают свои данные, как окончательные, а лишь как указание на плодо-творность пути, в самом начале которого мы находимся.

Трудности интерпретации спектра на рис. 28а заключаются в том, что к максимуму приблизительно в той же области приводит резонансное поглощение отрицательных пионов, возникающих в элементарном процессе пионного рождения на квазивысоком нуклоне ядра. И в этом случае в ядре образуется и взаимодействует изобара, но диаграмма сложнее, и значение сечения Δ -ядерного взаимодействия становится неопределенным. Быть может в этом случае правильнее говорить о сечении взаимодействия с веществом пары пион-нуклон в резонанском состоянии, на что наталкивают недавние результаты опытов ПЕРНа /33/ по исследованию взаимодействия трехпионной системы в рамках когерентной теории Глаубера. Мы не будем дальше останавливаться здесь на этих интересных вопросах, но уводящих нас от обсуждения механизма реакций.

В работах /25/, где и были предложены опыты по выделению диаграммы рис. II d, предлагалось зафиксировать характерное для треугольника движение максимума в зависимости

от переданного импульса; подобное движение, найденному в свое время /34/ в опытах по рождению пионов пионами. К сожалению это трудный опыт, из-за маскирующих эффектов, связанных с поведением модифицированного фазового объема. Так или иначе нужны новые данные, более детальный анализ. Весьма полезным может оказаться выделение случая ядерной реакции с двумя вторичными протонами в конечном состоянии, возникающими в вершине Δ - взаимодействия по реакции $\Delta^+ + p \rightarrow p + p$ обратной известной реакции рождения Δ^+ . Протоны должны иметь инвариантную массу изодейтрана. Если Δ мягкая, то протоны разлетаются в противоположные стороны. Вместо протона в общем случае может быть нейtron, и тогда перерассеяние Δ в ядре может привести к вылету протонов в направлении кинематически противоположном квазисвободной геометрии.

I3. Упругое рассеяние на большие углы.

Рассмотрев основную массу неупругих процессов при взаимодействии быстрой частицы с ядром, мне хотелось сказать несколько слов о механизме упругого обратного рассеяния быстрых частиц на ядре как целом, рассеянии на углы около 180° . Уже говорилось об опытах по упругому $p d$ рассеянию при начальной энергии 660 Мэв. Опыты по $p d$ были продолжены в ИТЭФ и доведены до энергии 3500 Мэв /35/. Сейчас есть хорошие данные об угловой зависимости дифференциального сечения до 1 Гэв /36/. Для их объяснения привлекаются ряд диаграмм с перерассеянием. Я не хочу вдаваться

в подробности, которые должны обсуждаться в лекции Маринова, но качественно, данные можно понять как обмен нуклонов в π -канале. Впрочем, не исключено влияние полюса в S -канале, изоядра. К такой интерпретации своих данных склоняются авторы недавно появившейся работы /37/ по исследованию обратного рассеяния, проведенного в широком диапазоне энергий от 500 до 1050 МэВ/с. Эти данные показаны на рис. 29. Видны максимумы, которые можно отождествить с изодейtronом с массой и менее уверенно ~ 2500 . Возможны альтернативные объяснения, но за неимением времени оставим изоядра, для поиска которых обратное рассеяние весьма удобно, в покое. Им надо посвятить отдельный обзор /данные трехгодичной давности обсуждались в /19/.

Обратим внимание на соотношение сечений обратного $p\bar{d}$ и $\pi\bar{d}$ рассеяний. Будем сравнивать величины при одинаковых начальных импульсах. Сечение $\pi\bar{d}$ рассеяния грубо на два порядка меньше сечения $p\bar{d}$. Это качественно легко понять в рамках обмена полюсом в π -канале. В случае $p\bar{d}$ - это обмен полюсом с одним барионным зарядом, в случае $\pi\bar{d}$ - с двумя. Последнее менее вероятно. Такое соотношение противоречит наглядной, но несколько наивной старой модели столкновения налетающей частицы с временной тесной группой нуклонов в ядре, собравшейся в область с размером длины волны налетающей частицы. Ведь длины волн при равных импульсах одинаковы.

Недавно в хороших опытах, выполненных в Дубне /38/, были исследованы обратные рассеяния протонов вплоть до

энергии 670 Мэв на ядрах. Результаты следует рассматривать с точки зрения обмена полюсов в π - канале и сопоставить с данными по Λd рассеянию. Здесь речь пойдет об обмене виртуальными легкими ядрами.

Заметим, что реакции обратного упругого рассеяния со-
поставили по механизму с реакциями типа обратного рассеяния
ионов $p p \rightarrow d \pi^+$ при высоких энергиях, обратного рож-
дения ρ^- - мезонов и пр.

I4. Ядерные реакции и реакции между элементарными частичками.

В продолжении всей лекции подчеркивалась аналогия между разными ядерными реакциями и соответствующими реакциями между элементарными частицами, связанная с общностью механизмов реакций. Не буду повторяться, тем более, что эта эвристически полезная аналогия подробнее рассматривалась ранее /39/. Остановимся только на одном более тонком, новом и еще спорном моменте.

Вернемся еще раз к наиболее чувствительным к механизму распределениям, показанным на рисунках I3-I8, 26. Конечно, данных еще очень мало, несомненно задачей ближайшего времени будет их уточнение, получение распределений по углам вылета ядра для многих начальных ядер, с фиксацией конечного состояния, в разных реакциях выбивания, при разных энергиях. Вероятно, проявятся какие-то детали, связанные

с деталями структуры того или иного ядра. Но возможно, и на это наталкивают имеющиеся данные, что отличия соответствующих распределений от полюсных в значительной мере носят общий характер. Распределения по углу Янга-Треймана и полярному углу ядра отдачи имеют общие черты для $\text{Li}^6(\pi^-, \pi^- p) \text{He}^5$ реакции, где существенны лишь два резонансных уровня разной четности над непрерывным фоном раз渲а ядра; для реакции $\text{C}^{12}(\pi^-, \pi^- p) \text{B}^{11*}$, где возбуждаются низколежащие p -уровни ядра B^{11} ; для реакции выбивания на лёгких ядрах эмульсии, для реакции на Al^{27} , который обладает высоким спином, и где в результате реакции выбивания появляются лишь возбужденные уровни ядра Mg^{26} .

Количественно вне полюсной области эти распределения неописаны ни в рамках дисперсионной теории ядерных реакций, ни при других подходах. В реакциях между элементарными частицами подобные распределения наиболее чувствительны к моделям. Они не описываются в рамках полологии, не вполне согласуются в предсказаниями модели Джексона, аналогичной методу искаженных волн в подходе к ядерным реакциям и пр. Определенный успех был достигнут недавно /40/ при описании многих характеристик реакций вида $p + p \rightarrow p + \pi^+ + \pi^-$; $\pi + N \rightarrow \pi + N$ и пр., носящих периферический характер, в широкой области начальных энергий и переданных импульсов с помощью модели с обменом одним реджизованным пионом полюсом. В модели естественно появилась зависимость формфактора от энергии, без дополнительных параметров.

получено по крайней мере полукачественное описание распределений по углу Янга-Треймана. Для иллюстрации на рис. 30 показаны некоторые типичные кривые, а - относится к реакции образования пиона в $p\bar{p}$ столкновении при 28,3 Гэв, б - при 7 Гэв. с, д, е - распределения числа случаев также при 7 Гэв, но в разных диапазонах переданных импульсов: 0-0,2; 0,2-0,6; и 0,4-0,6 соответственно в единицах $(\text{Гэв}/c)^2$. На рис.30 обращает на себя внимание подобие отклонения распределений от полюсного изотропного соответствующему отклонению в ядерных реакциях, о котором мы только что говорили. Возникает вопрос: нельзя ли и в случае ядерных реакций "реджизовать" нуклон, эффективно учесть как перерассеяния, так и сход с массовой поверхности? Хочется надеяться, что подобные попытки позволят лучше понять сам смысл введения реджиона; его физическую сущность, а это уже общий вопрос современной физики частиц высокой энергии.

Таблица

Ядро	R_ϕ	Мэв	Мэв	$\theta^2_{из} (p, 2p)$	$\theta^2_{из} (p, 2p) при$ $C_I = 0.$	$\frac{из}{(nd)}$ (dn)
I	2	3	4	5	6	7
^4_6He						
	4,3	20, I	460	0.3 ± 0.1	0.80 ± 0.16	0,48
	5	4,7	156	0.09 ± 0.03	0.30 ± 0.04	0.13
	5	4,8	185	0.13 ± 0.05	0.29 ± 0.07	
	5	4,9	460	0.13 ± 0.04	0.12 ± 0.03	
R_o	22.4	185		0.81 ± 0.12	0.48 ± 0.06	
R_o	22.7	460		0.81 ± 0.13	0.49 ± 0.06	
5	10.3	156		0.09 ± 0.03	0.10 ± 0.01	
5	II.3	156		0.09 ± 0.03	0.10 ± 0.01	
5	II.8	185		0.42 ± 0.10	0.20 ± 0.05	
5	II.8	460		0.09 ± 0.04	0.14 ± 0.03	
R_o	23.4	156		0.12 ± 0.12	0.22 ± 0.22	
R_o	25.3	156		0.09 ± 0.01	0.45 ± 0.05	
R_o	25.8	185		0.25 ± 0.010	0.38 ± 0.07	
R_o	25.5	460		0.56 ± 0.11	0.66 ± 0.16	
^9Be	4	18.6	185	0.09 ± 0.03	0.10 ± 0.03	
	4	16.4	460	0.16 ± 0.04	0.52 ± 0.09	
R_o	28.7	185		0.20 ± 0.06	0.22 ± 0.04	
R_o	25.4	460		0.30 ± 0.06	0.42 ± 0.05	
R_o	32.3	460		0.30 ± 0.07	0.18 ± 0.03	
^{10}B	4,5	8.3	185	0.04 ± 0.02	0.05 ± 0.02	0.03
						0.04

I	2	3	4	5	6	7
I^2_C	4,3	15,8	155	0.12 ± 0.02	0.35 ± 0.04	0.26
	4.3	14.7	460	0.12 ± 0.04	0.78 ± 0.10	0.34
						0.33
	4.5	15.3	460	0.16 ± 0.05	0.45 ± 0.11	
	4.5	19.9	460	0.16 ± 0.05	0.24 ± 0.07	
I^6_O	4	12.4	460	0.20 ± 0.05	0.50 ± 0.07	0.36
	4	19	460	0.25 ± 0.06	0.52 ± 0.08	

ЛИТЕРАТУРА

- I. Chamberlain O., Segre E. Phys. Rev. 87, 81, 1952
2. Chamberlain O., Segre E., Wiegand. Phys. Rev. 83, 923, 1951
3. Cladis J.B., Hess W.N., Mayer B.J. Phys. Rev. 87, 425, 1952
4. Chew G.F. Phys. Rev. 74, 804, 1948; 84, 1057, 1951.
5. Лексин Г.А. Препринт ОИЯИ Р-89 1957г.
6. Chew G.F., Goldberger M.L. Phys. Rev. 80, 345, 1950
7. Hadley J., York H.F. Phys. Rev. 77, 470, 1950
8. Lax M., Fishbach H. Phys. Rev. 81, 189, 1951
9. Steinberger J., Bishop A.S. Phys. Rev. 78, 494, 1950
10. Ажгирей Л.С. и др. ЯФ 136 1971г.
- II. Ажгирей Л.С. и др. ЖЭТФ 33 II85 1957г.
12. Лексин Г.А. ЖЭТФ 32 445 1957г.
13. Wittenberg A. et al. Phys. Rev. 104, 1710, 1956
14. Комаров В.Н., Косарев Р.Е., Савченко О.В. Препринт ОИЯИ Р-4227 1968
15. Tyren H., Maris Th., A. J., Hillman P.
Nuovo Cim. 6, 1507, 1957
Tyren H., et al. Nucl. Phys. 7, 10, 1958; 79, 321, 1966.
Phys. Rev. Lett. 5, 107, 1960.
16. Tibell Y. et al. Phys. Lett. 1, 172, 1962
Phys. Lett. 2, 100, 1962
Arkiv für Physic 25, 433, 1963
17. Kullander S. et al. Preprint CERN 1971
18. Amaldi U. et al. Phys. Rev. Lett. 13, 341, 1964
Phys. Lett. 22, 543, 1966.

19. Лексин Г.А. Материалы 3-ей школы ФТИ им. Иоффе №48 1968г.
Проблемы совр.яд.физики. Наука МО СССР 1971г.
Препринт ИТЭФ №854 1971г.
20. Шапиро И.С. УФН 92 549 1967г.
21. Treiman S.B., Yang C.N. Phys. Rev. Lett. 8, 140, 1962
22. Shapiro I.S., Kol'ybasov V.M., August Y.R. Nucl. Phys. 61, 353, 1965
23. Воробьев Л.С. и др. ЯФ 12 1218 70г. Препринт ИТЭФ 788
70г.
24. Chew Y.S., Low F.E. Phys. Rev. 113, 1640, 1959
25. Дубовой Э.И., Шапиро И.С. ЖЭТФ 51 1251 1966.
Palkachov O.D., Shapiro I.S. Phys. Lett. 26B, 706, 1968.
26. Шапиро И.С. Труды преобр. симпозиума по физике ядра.
Тбилиси 1971г. Т2 307.
- Лексин Г.А. -"-" -"-" -"-" -"
Тбилиси т.2 321
- Шапиро И.С. Колыбасов В.М. Препринт ИТЭФ №591 1968г.
27. Aganyantz A.O et al. Phys. Lett. 27B 590 1968
Nucl. Phys. B11 79 1969
- Аганьянц А.О. и др. Письма ЖЭТФ 366 1968г. Препринт
ИТЭФ 610 1968г.
- Бауков Ю.Д. и др. Проблемы совр.ядерной физики 410 1971г.
Baukov Yu.D. et al. Phys. Lett. 33B 416 1970
28. Гисматулдин Р.Р., Острунов В.И. ЯФ II 285 1970г.
29. Алтуфьев В.В. и др. ЯФ 12 II 43 1970г., ЯФ 13 473 1971г.
30. Колыбасов В.М., Смородинская И.Я. Труды проблемного
симпозиума по физике ядр. Тбилиси апрель 70г. 374
Препринт ИТЭФ №684, 1969г.
31. Chivers D.J. et al. Nucl. Phys. A126, 129, 1969

32. Арефьев А.В. и др. Материалы ХУ Международн. конф. Киев т.2 854 1970г. У Межд. конф. по физике высоких эн. инструкт. ядра. Дубна сентябрь 1971г. 22 1971г.
33. Vempord et al. Nucl. Phys. B 33, 397, 1971
34. Kitz J., Schwartz J., Tripp R.D.; Phys. Rev 130, 2481, 1963
35. Барков В.Д. и др. ЯФ 3 283 1966г., ЯФ 5 237 1967г.; Phys. Lett. 24 Б 598 1967г., ЯФ 348 1968г.
36. Coleman E. et al. Phys. Rev. Lett. 16, 761, 1966
37. Schreder L.F. et al. Phys. Rev. Lett. 27, 1813, 1971
38. Комаров В.И., Савченко О.В., Препринт ОИЯИ PI-3720 1968г.
Комаров В.И., Косарев Г.Е., Савченко О.В. Препринт ОИЯИ PI-4373 1969г.
39. Лексин Г.А. Материалы 2 школы по физике ядра ФТИ им. Иоффе (апрель 1967г.) стр. 164 1967.
40. Боресков К.Г. и др. Я.Ф. I5 361 1972г.

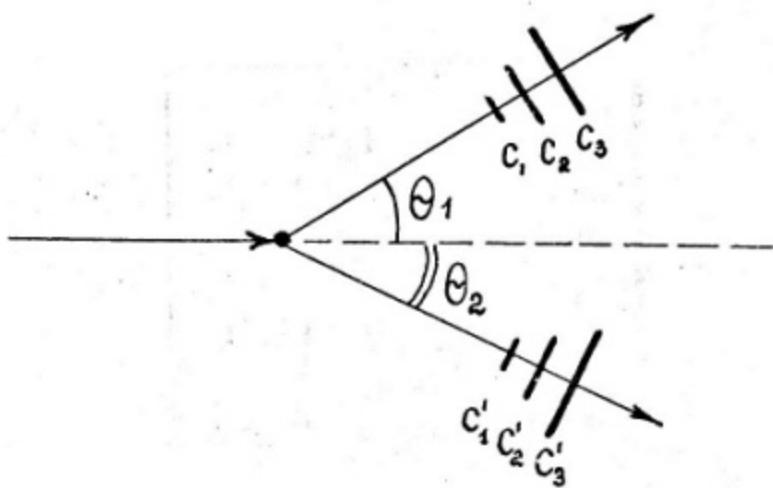
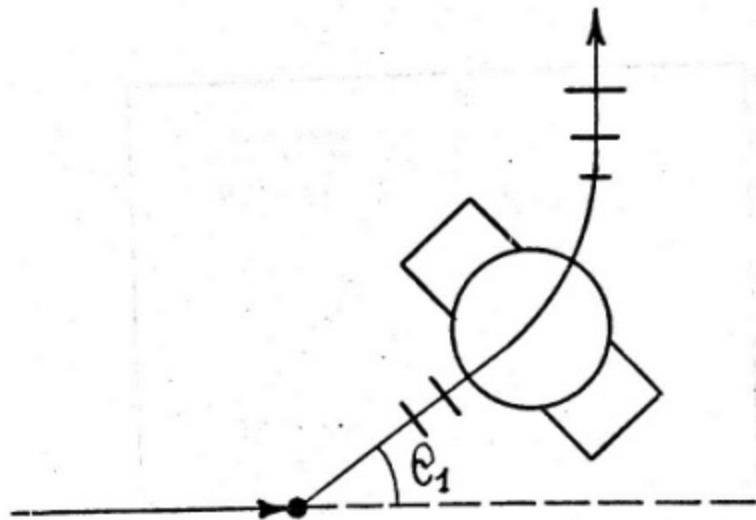


Рис. Ia



δ.

Рис. Ib

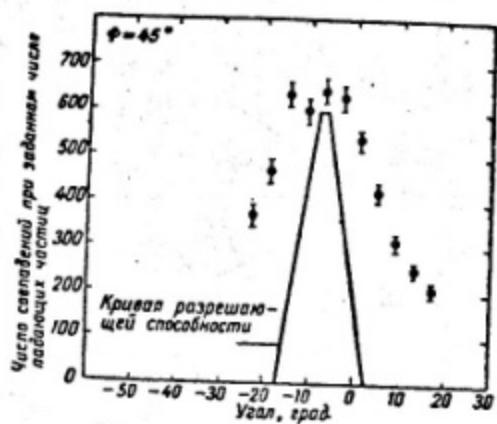


Рис. 2

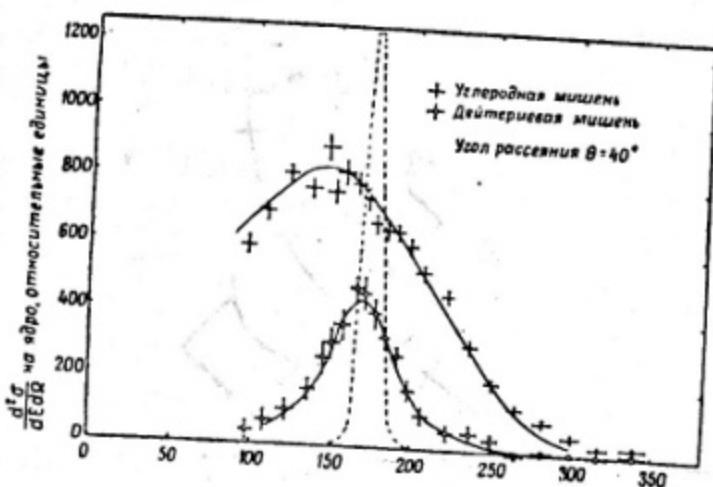


Рис. 3

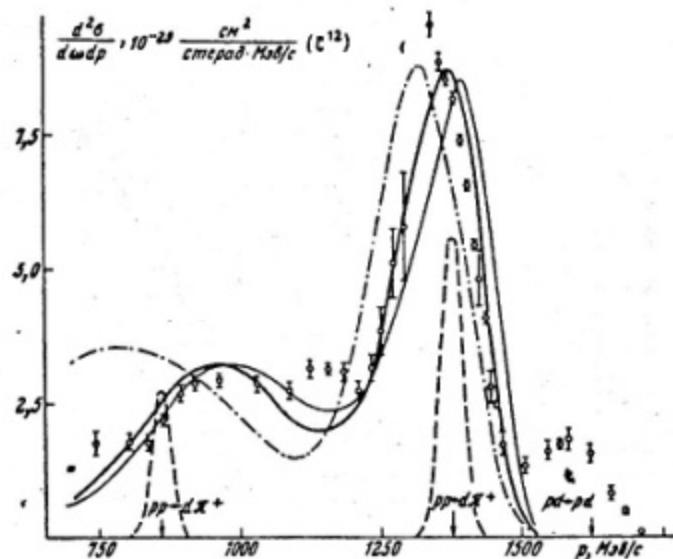


Рис. 4

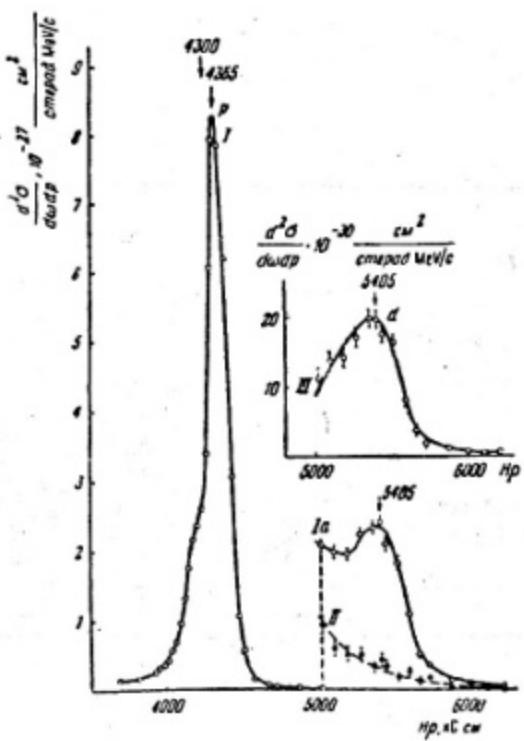


Рис. 5

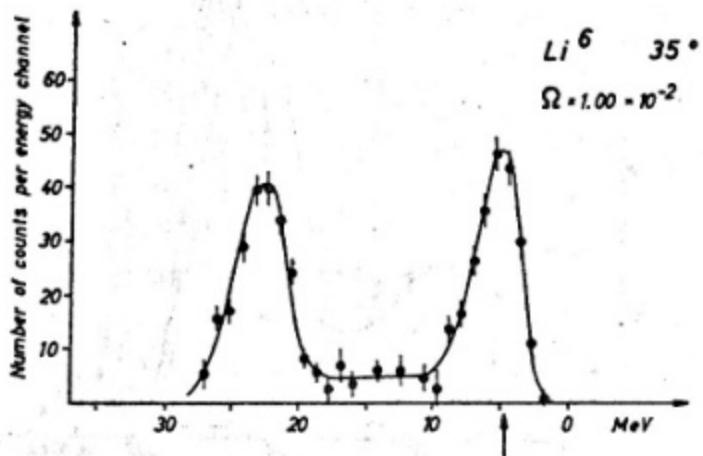


Рис. 6

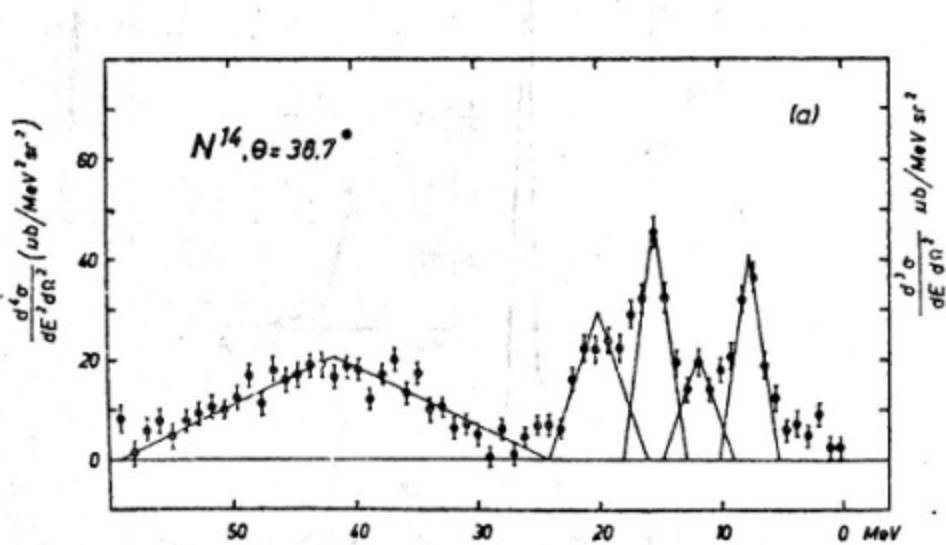


Рис. 7

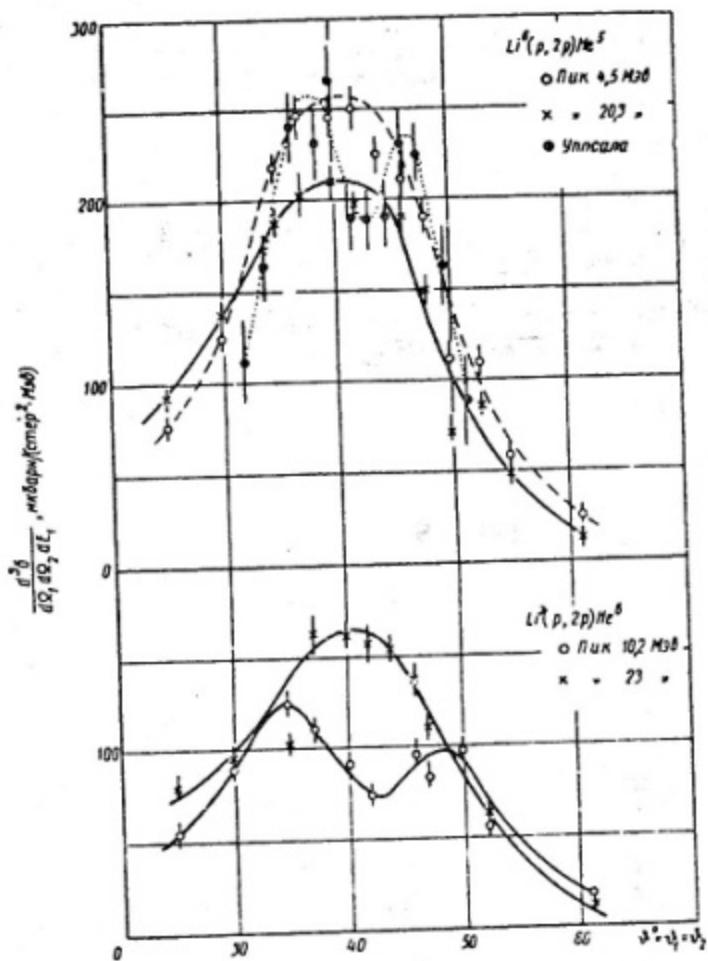


Рис. 8

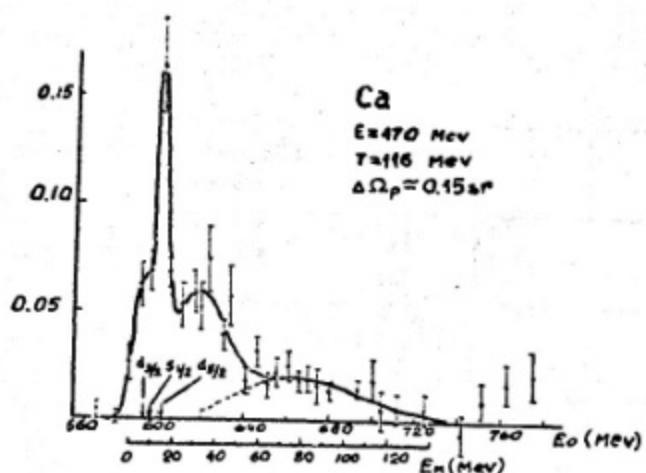


Рис. 9

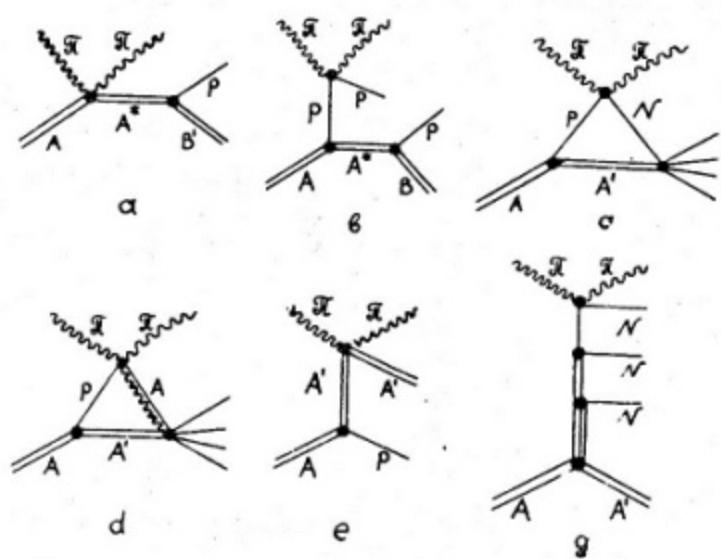


Рис. I0

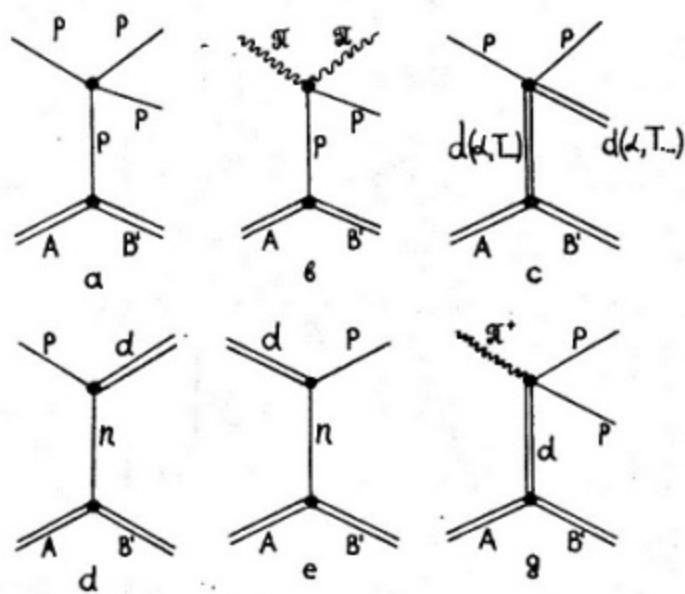


Рис. II

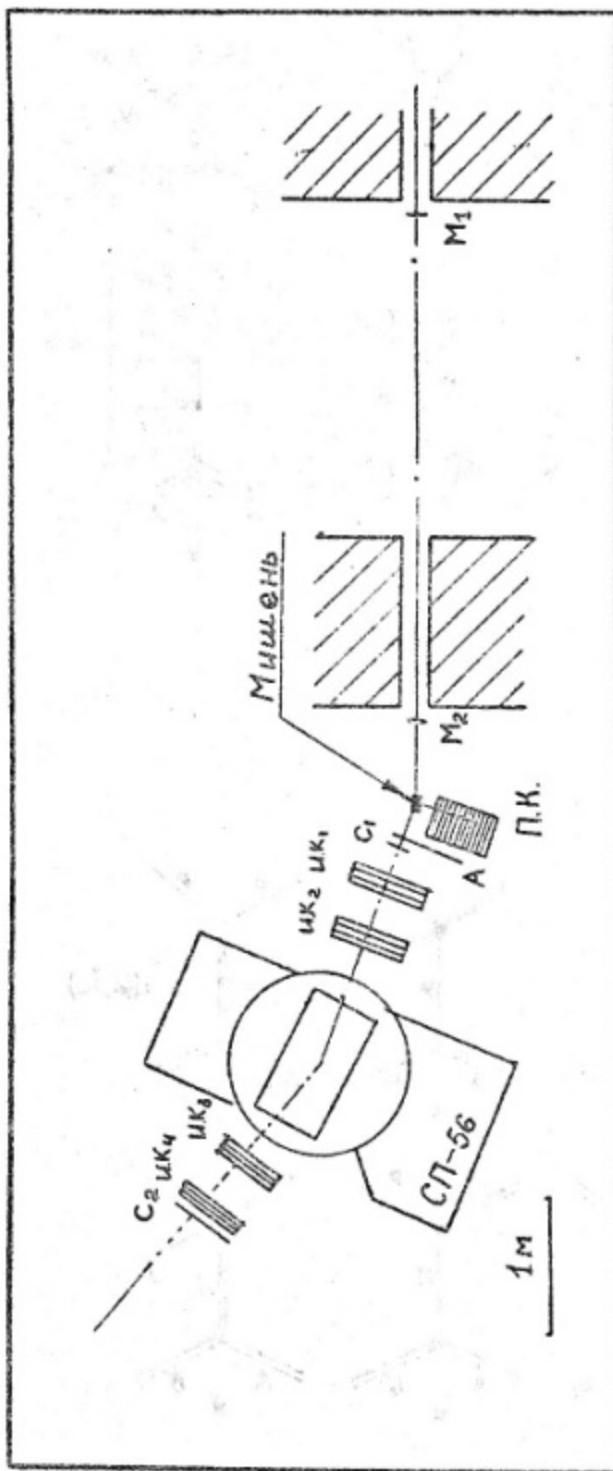


Рис. 12

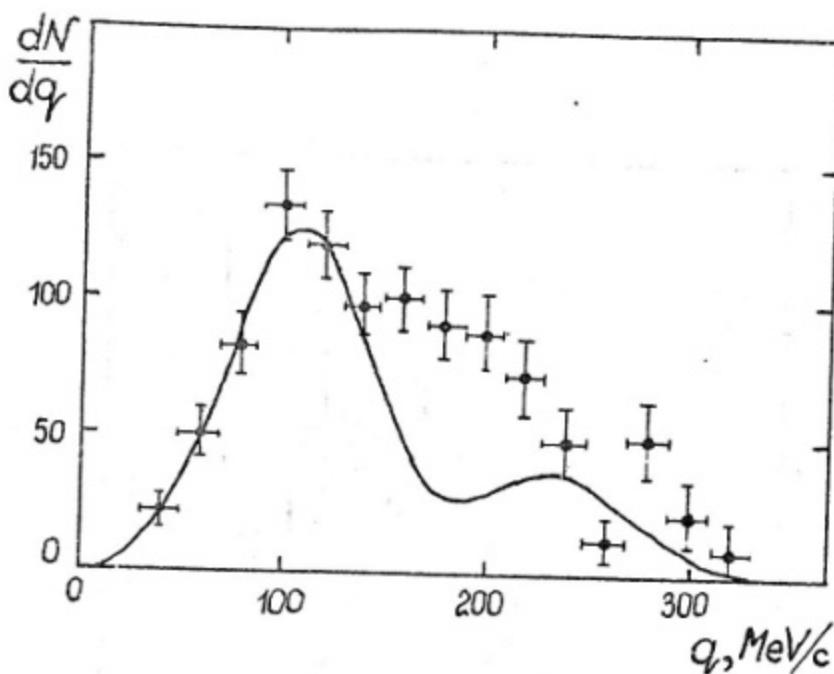


Рис. I3a

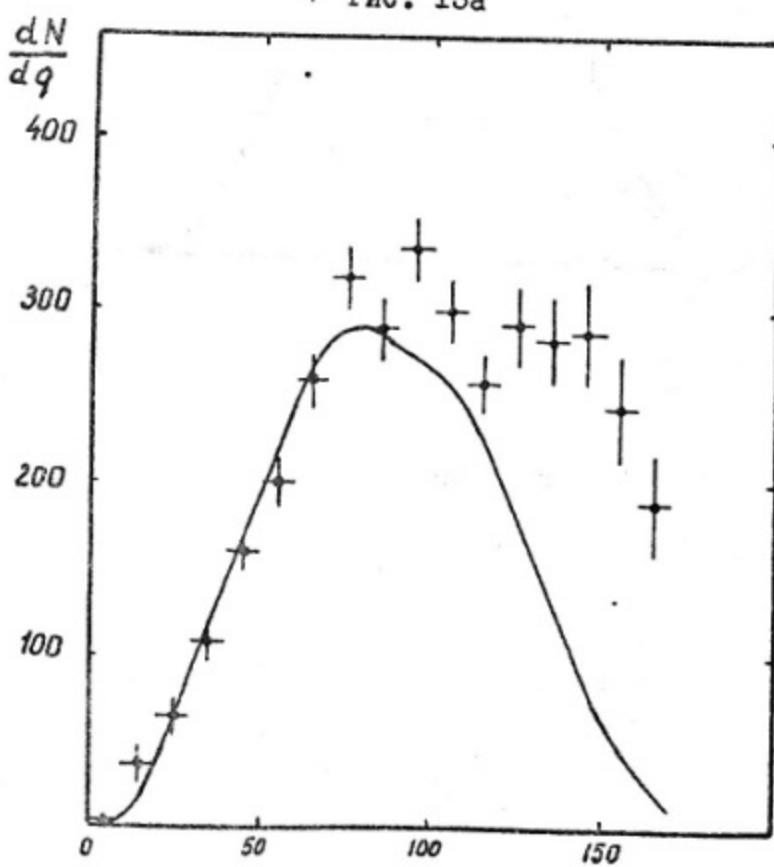


Рис. I3б

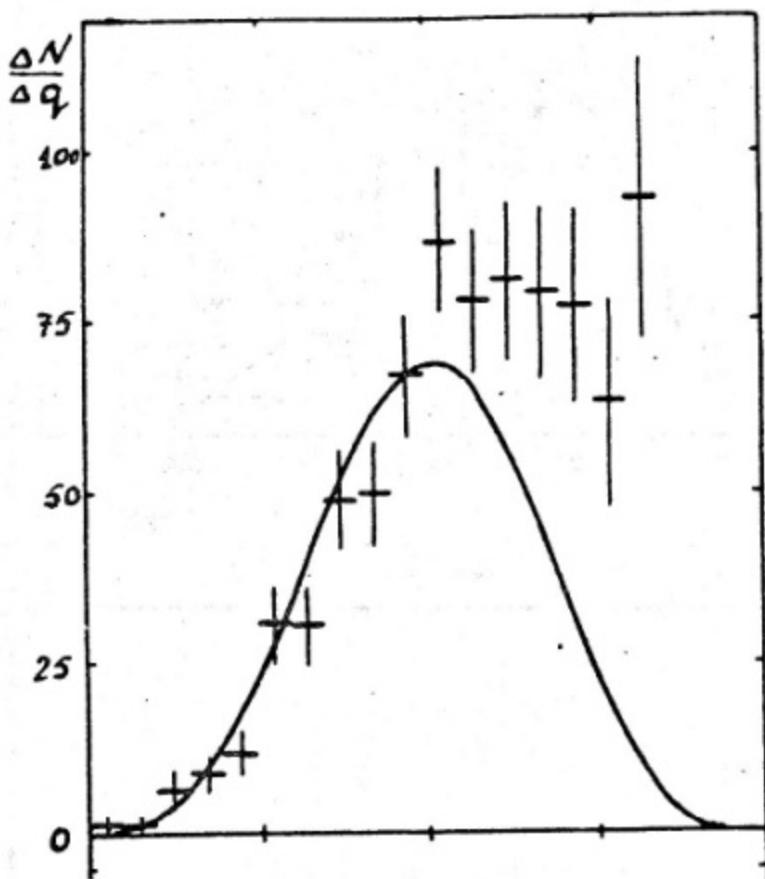


Рис. I3с

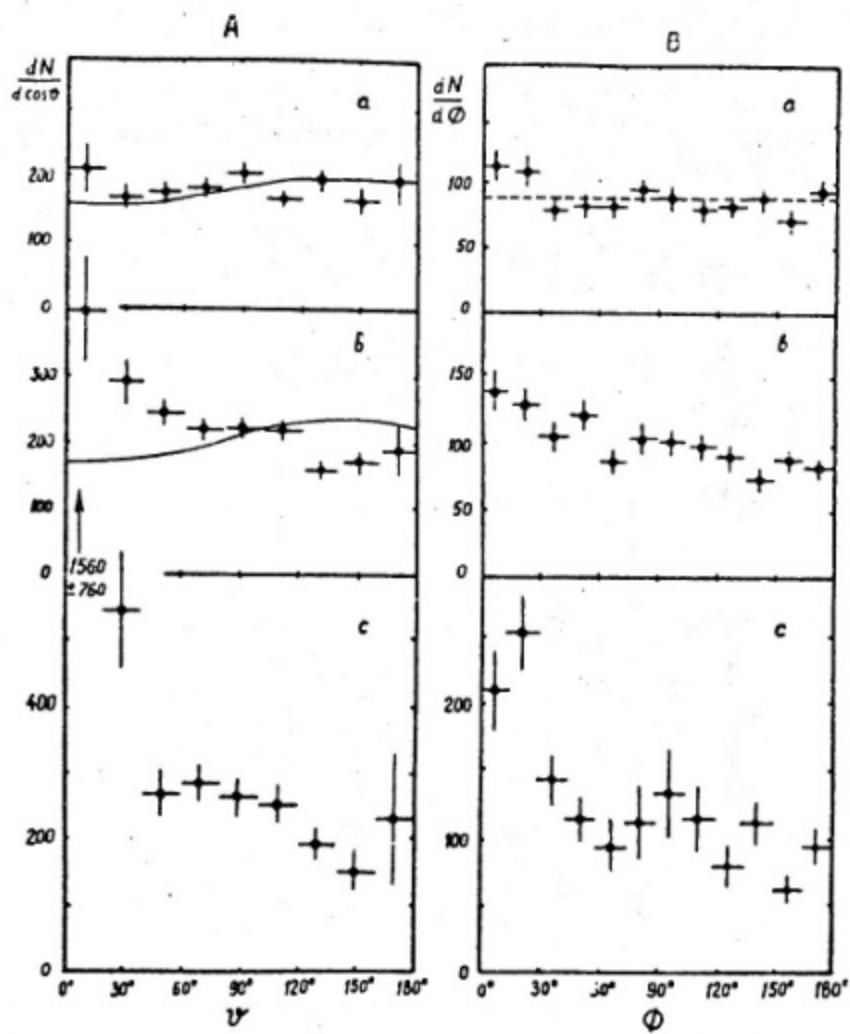


Рис. I4

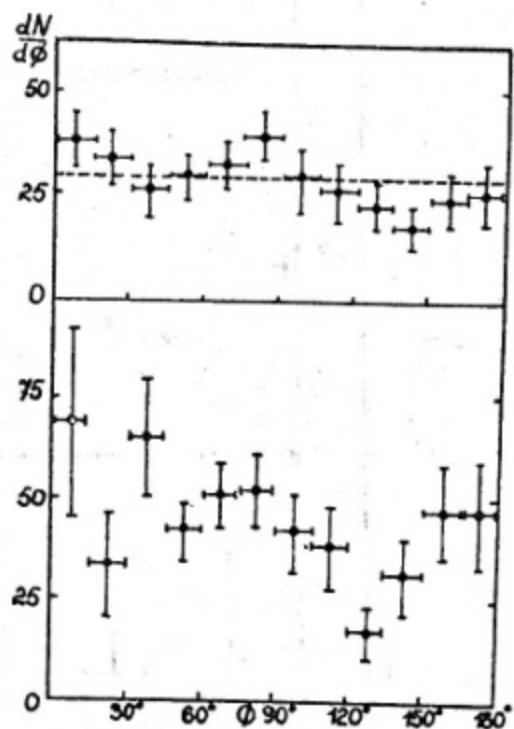


Рис. I5

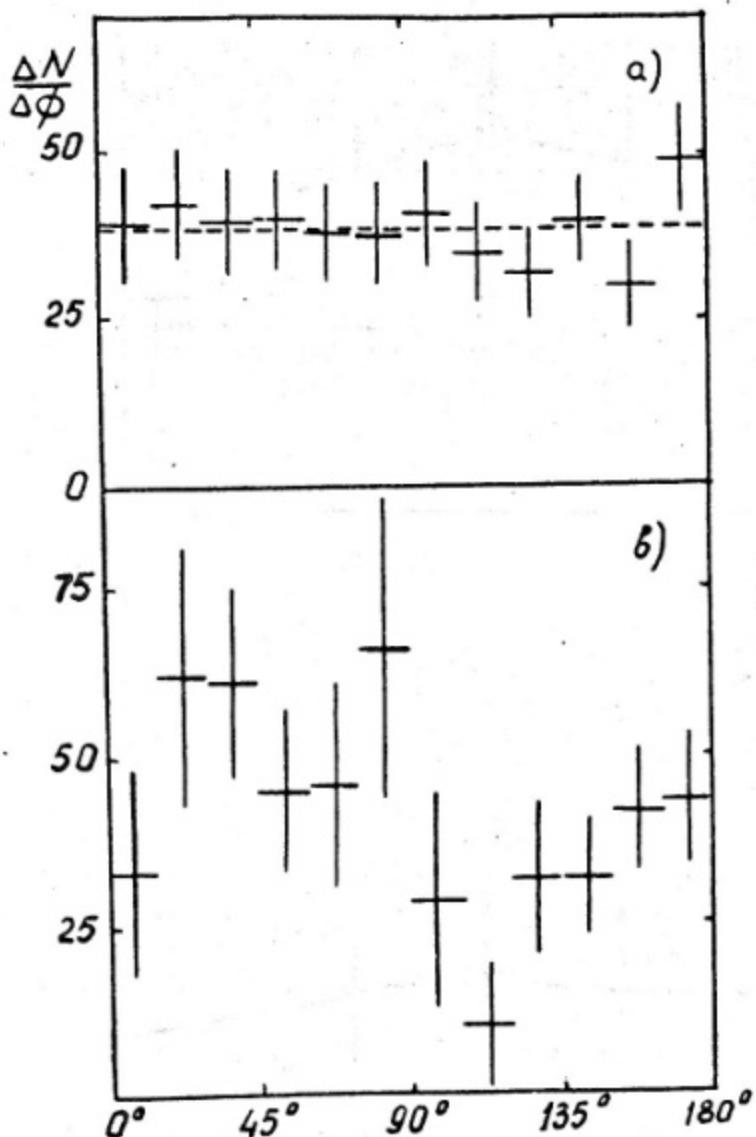


Рис. I6

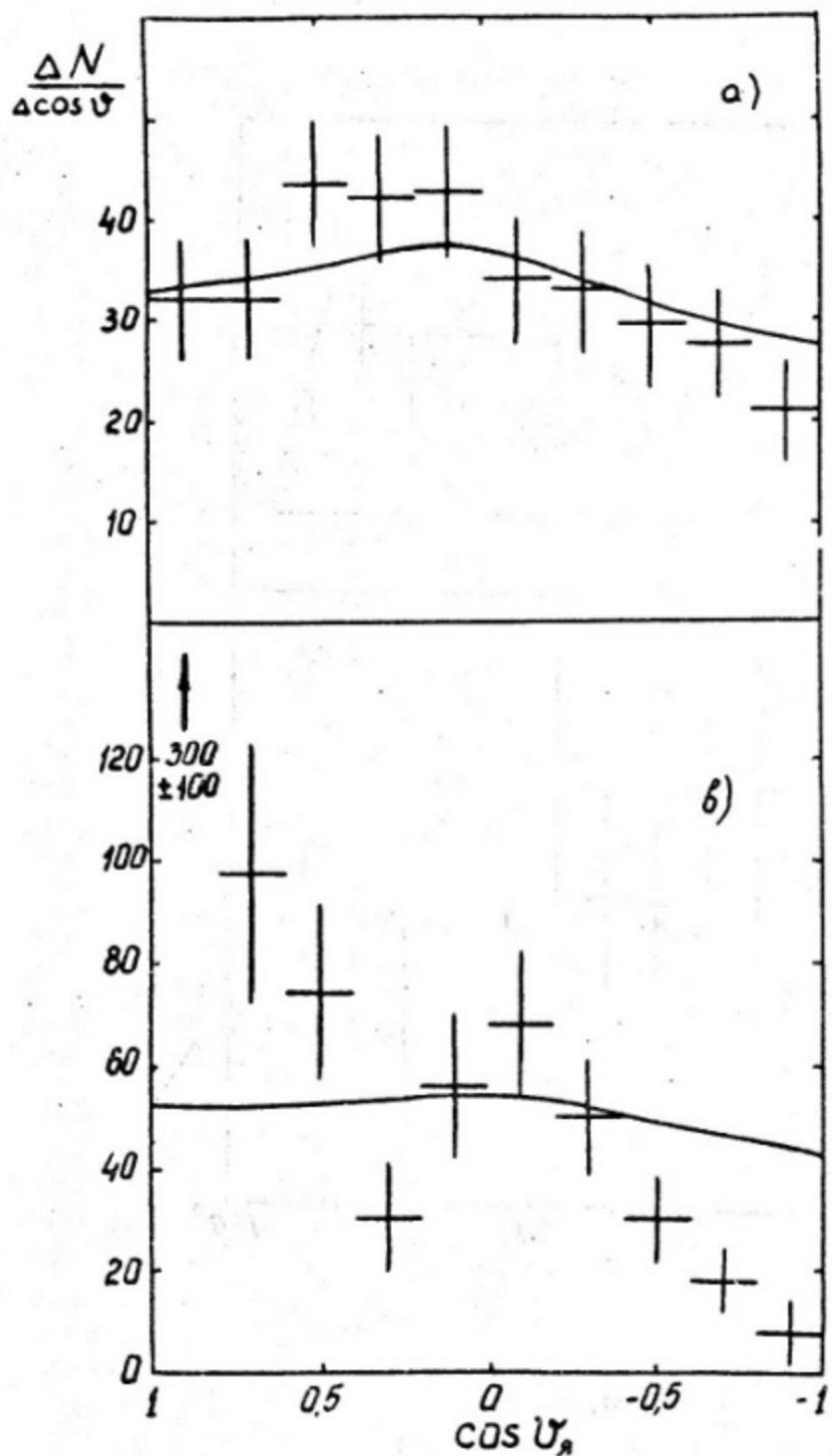


Рис.I7

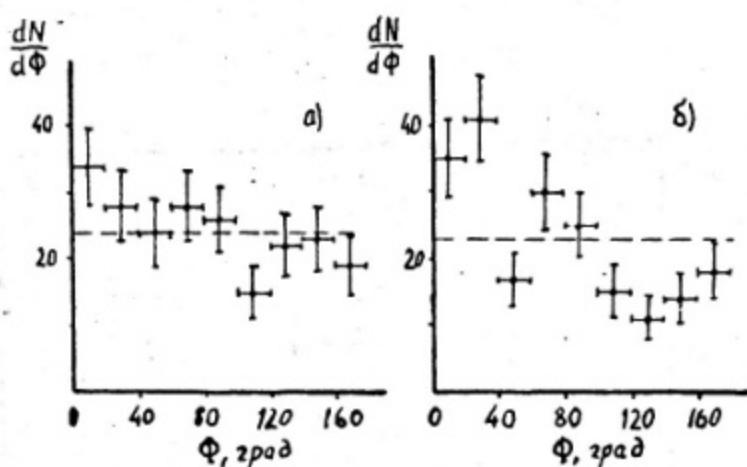


Рис.I8

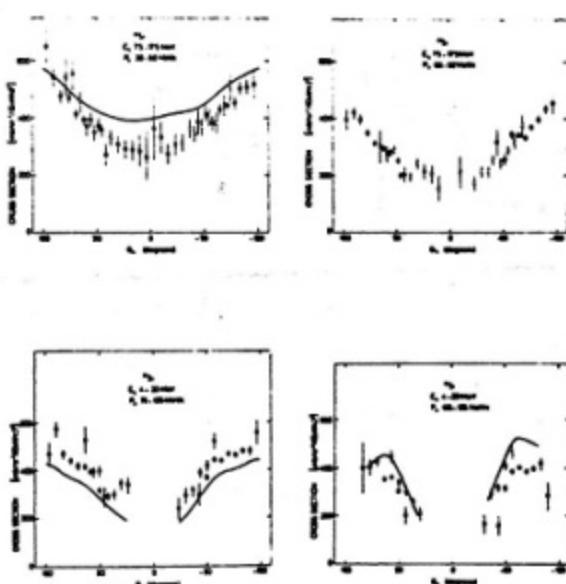


Рис.I9

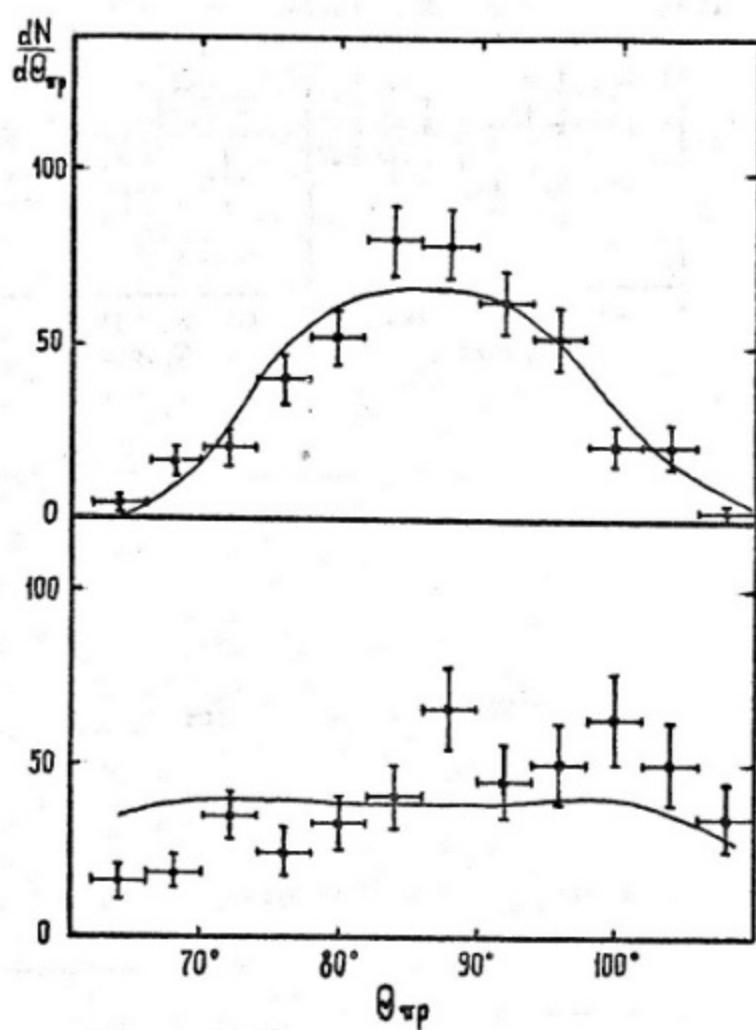


Рис. 20

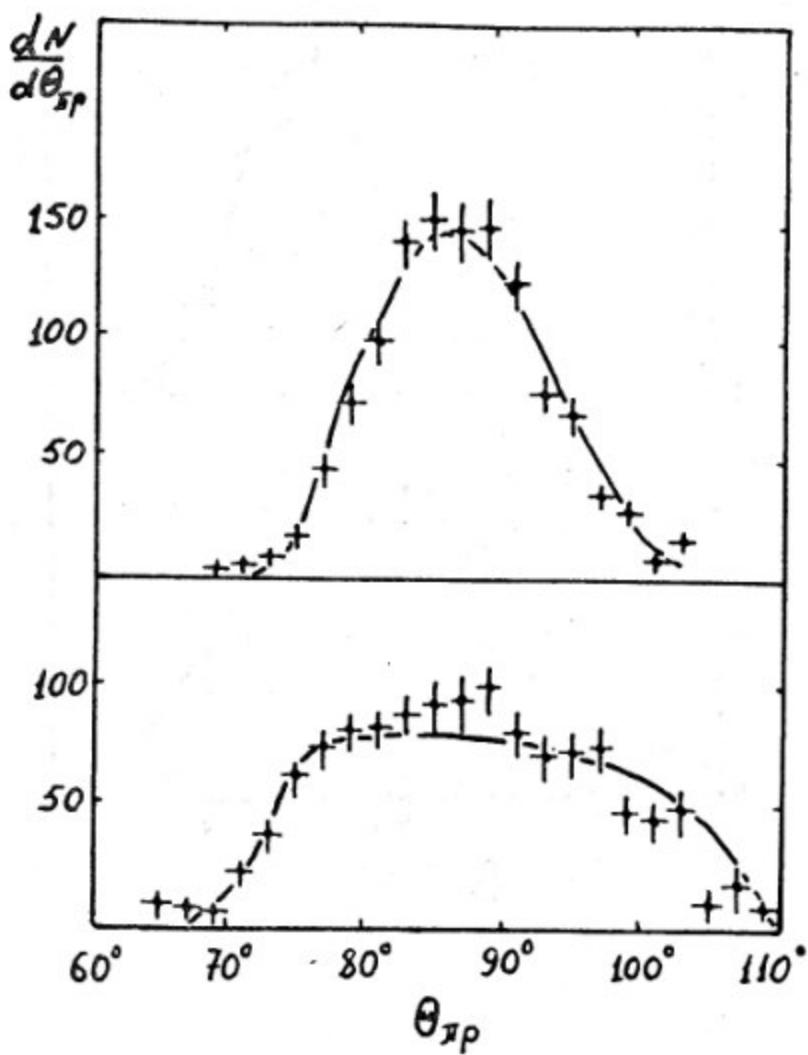


Рис. 2I

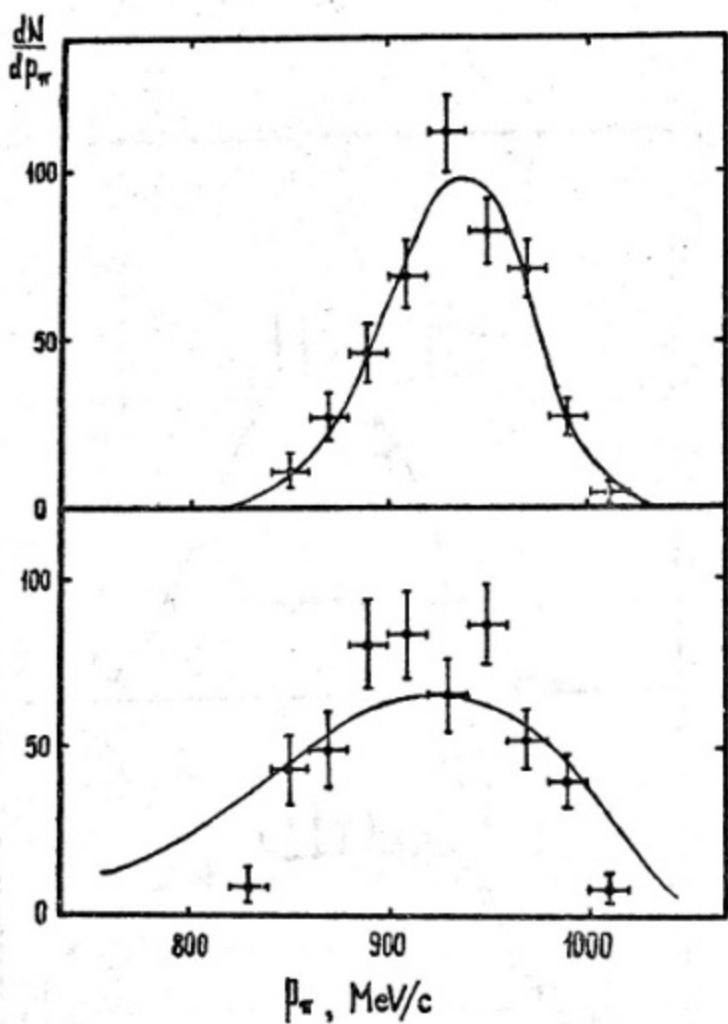


Рис. 22

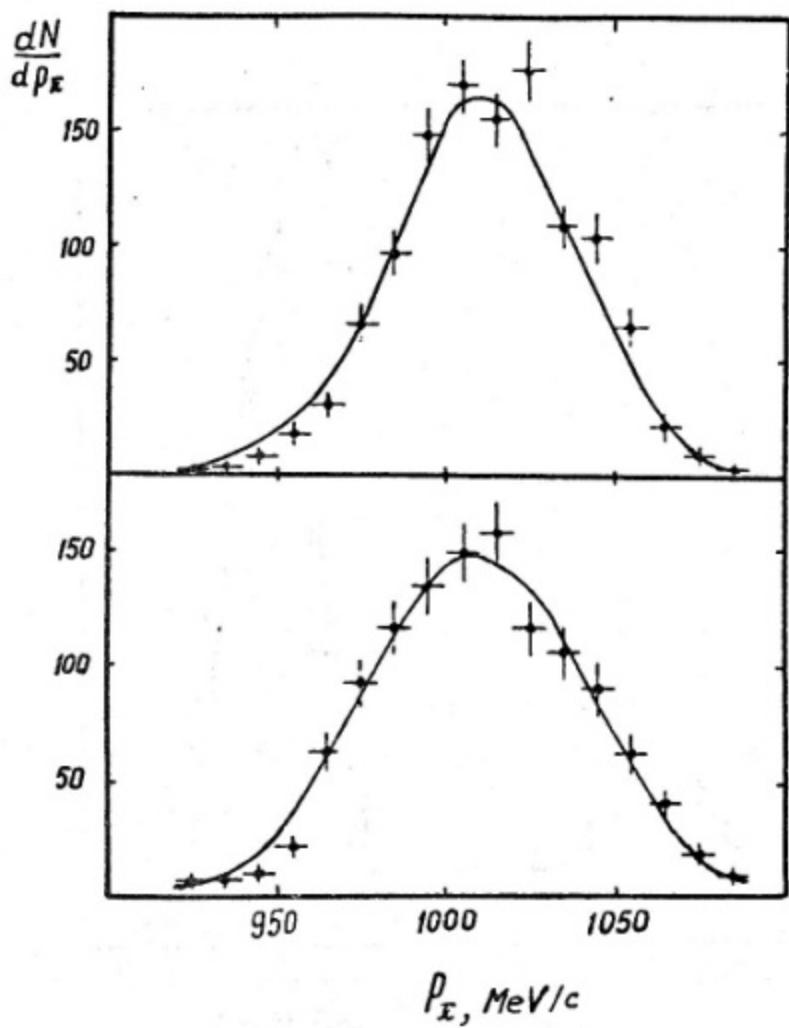


Рис.23

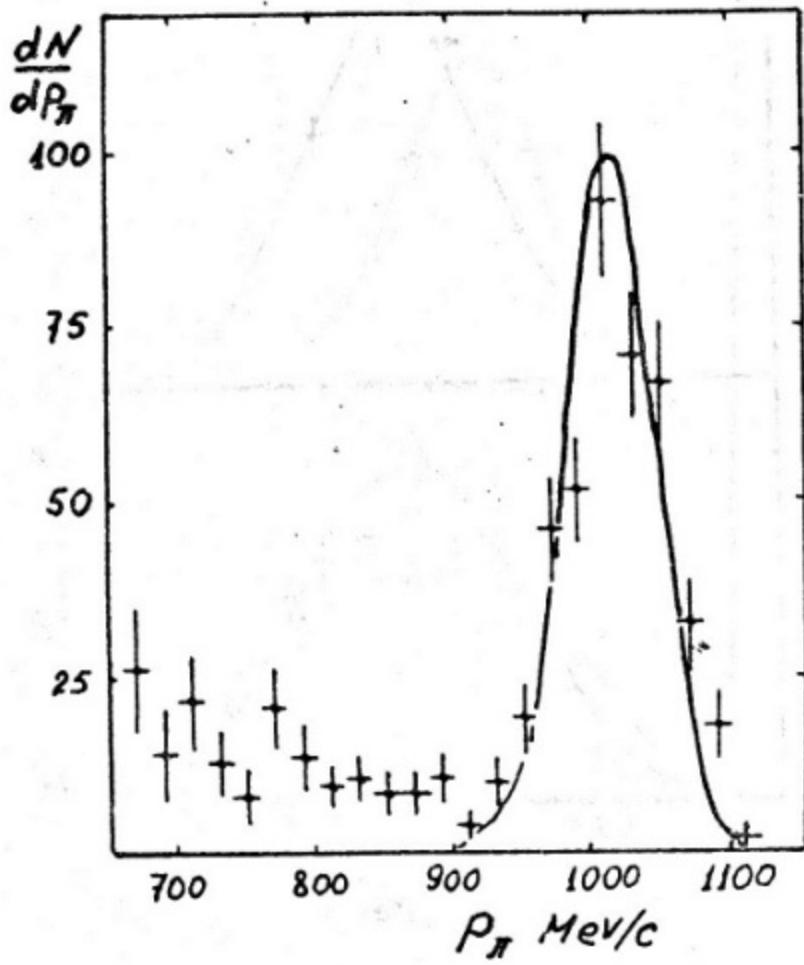


Рис.24

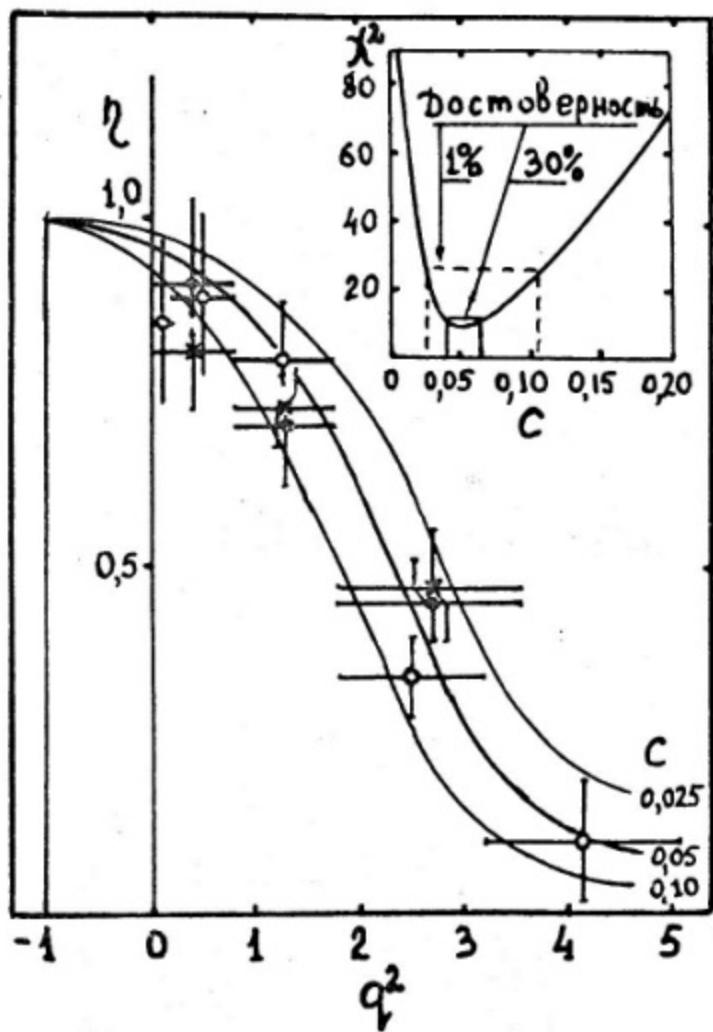


Рис.25

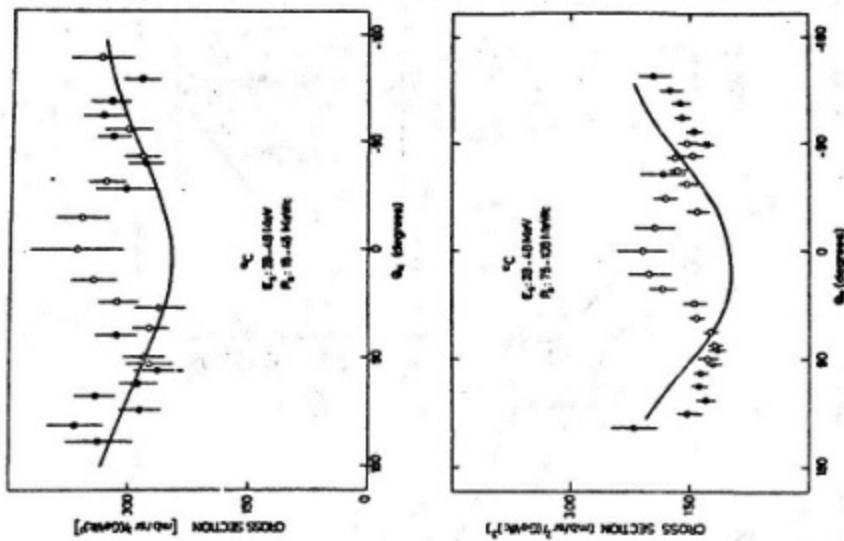


FIG. 27

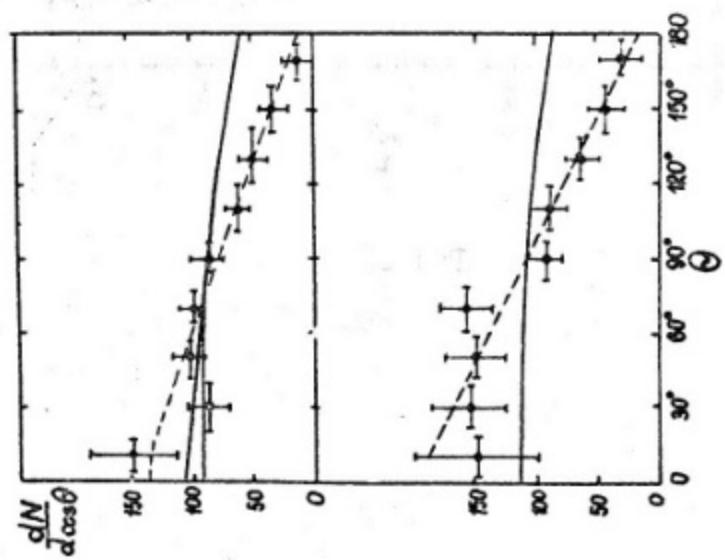


FIG. 26

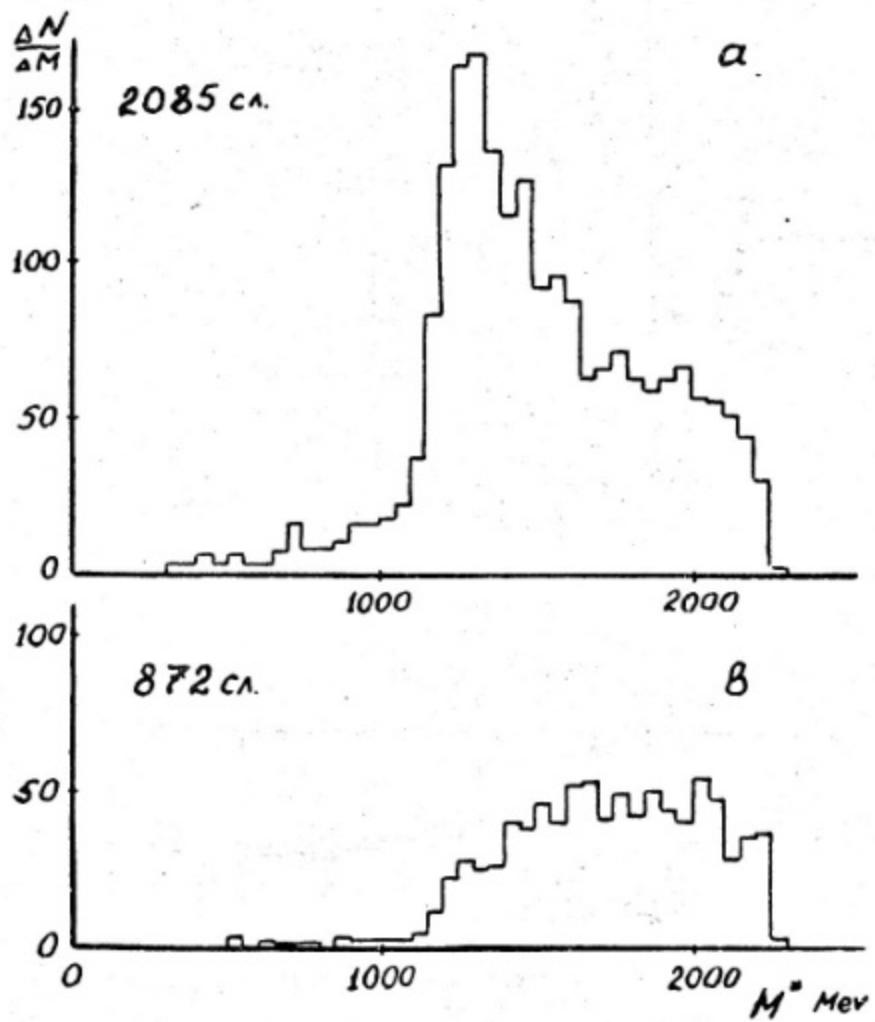


Рис. 28

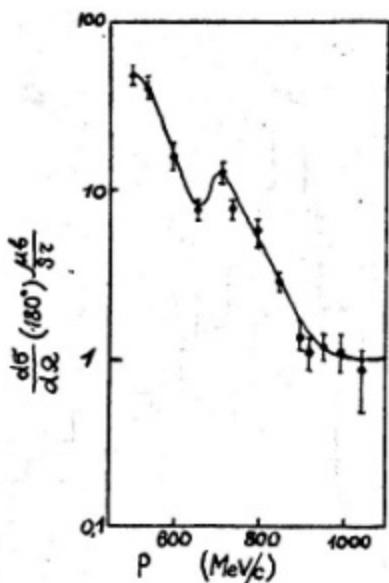


Рис.29

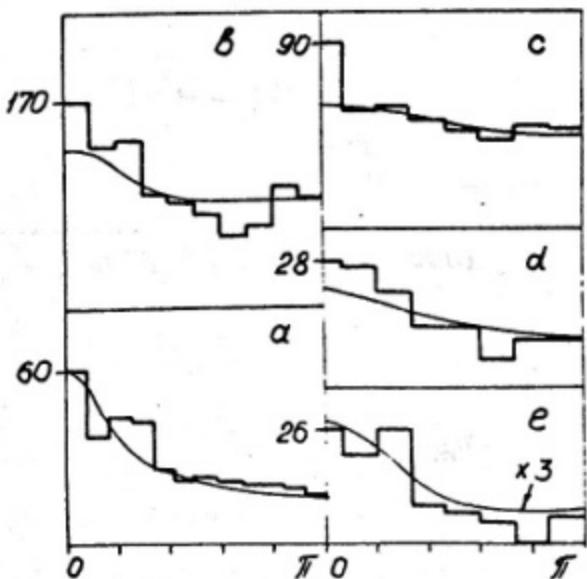


Рис.30

Л-8902 Подп.к печати 12.11.72 г. Заказ 622. Тираж 250

Типография МИФИ, М.Пионерская, 12