

**сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна**

P1-87-591

Л.И.Бельзер<sup>1</sup>, В.А.Бодягин<sup>1</sup>, И.Н.Варданян<sup>1</sup>,  
А.М.Грибушин<sup>1</sup>, Н.А.Жарков<sup>2</sup>, А.А.Ершов<sup>1</sup>,  
О.Л.Кодолова<sup>1</sup>, А.А.Кузнецов, Б.А.Кулаков,  
Л.И.Сарычева<sup>1</sup>, Н.Б.Синев<sup>1</sup>

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА  
СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ МАГНИТНЫЙ  
СПЕКТРОМЕТР (СМС-МГУ)**

---

<sup>1</sup> Научно-исследовательский институт ядерной физики  
Московского государственного университета

<sup>2</sup> НИИ "ВЕНТА", Вильнюс

## 1. ФИЗИЧЕСКИЕ ЗАДАЧИ

Цель эксперимента - изучение процессов взаимодействия адронов в масштабе субъядерных времен и расстояний. Измеряются дифференциальные сечения  $d^2\sigma/d\Omega dP$  генерации лидирующих адронов  $L$  в полуинклюзивных реакциях  $hA \rightarrow L + X_\eta^*$  и исследуется поведение величины

$$R_A = \frac{1}{\sigma_{abs}^A} \cdot (d^2\sigma/d\Omega dP)_A / \frac{1}{\sigma_H^{tot}} \cdot (d^2\sigma/d\Omega dP)_H,$$

при этом ядро-мишень  $A$  выступает в роли анализатора свойств вторичной /лидирующей/ частицы.

### Сущность проблемы

*Теоретические предпосылки.* Наряду с успехами КХД в описании динамики кварковых систем в глубоконеупругих процессах и асимптотических адронных состояний, неясным остается важный аспект теории - механизм адронизации. Интуитивно представляется очевидным, что частицы конечных размеров /адроны/ возникают и исчезают не мгновенно, и в течение какого-то времени - или, иначе, в пределах некоторой "зоны формирования" - их свойства могут существенно отличаться от свойств, наблюдаемых в асимптотике. Эти отличия, которые можно соотнести с масштабом конфайнмента и особенностями механизма адронизации, должны в той или иной степени проявляться в подавляющем большинстве адронных процессов /т.н. "мягких" процессах/, поэтому конкретизация концепции конфайнмента является ключевой для последовательной теоретической трактовки всего многообразия явлений, связанных с сильными взаимодействиями. Между тем отсутствие прямых экспериментальных данных о пространственно-временной структуре взаимодействия и формирования адронов оставляет простор воображению теоретика, лишая его в то же время надежных ориентиров; в результате теория развивается как бы сама в себе, и выбор между различными моделями оказывается в известной мере делом вкуса.

\* Индекс  $\eta$  у частиц сопровождения  $X$  означает отбор событий с определенными кинематическими характеристиками.

В экспериментальном плане статус данной проблемы несколько неопределенный. Насколько известно, систематически она никогда не исследовалась, хотя вопросы, связанные с прохождением быстрых адронов через ядерное вещество, привлекали к себе внимание задолго до формулировки принципов КХД. Слабая зависимость от размеров ядра-мишени неупругости взаимодействия, множественности и дифференциальной множественности /инклюзивных спектров/ вторичных частиц<sup>1/</sup>, а также характер фрагментации самого ядра в процессах множественного рождения<sup>2/</sup> - рассматривались феноменологически именно как проявление специфических свойств адронов, пребывающих сразу после взаимодействия в неравновесном состоянии /т.н. "юные" частицы, и т.д.<sup>3,4/</sup> /.

По мере накопления более детальных и статистически хорошо обеспеченных ускорительных данных к обсуждению этих вопросов неоднократно возвращались, причем наметились две основных тенденции.

Для первой из них характерны поиски какой-то единой эмпирической закономерности, связывающей результаты возможно большего числа экспериментов, хотя бы и поставленных с разными целями. Наиболее популярна аппроксимация зависимости измеряемых параметров от атомного номера ядра-мишени  $A$  функцией вида  $A^\alpha$ . Сложилось своего рода научное направление, именуемое "физикой  $A^\alpha$ "<sup>5/</sup>, идея которого состоит в универсальном характере такой аппроксимации. В частности, на обширном экспериментальном материале по инклюзивным адрон-ядерным реакциям\* установлено, что в области фрагментации пучка параметр  $\alpha$  является только функцией фейнмановской переменной  $x$  и поперечного импульса  $P_\perp$  и не зависит от типа реакции, сорта вторичной частицы и начальной энергии. Поскольку из тех же экспериментальных данных следует существенное различие механизма генерации частиц разного типа на одной и той же мишени /скажем, на водороде/, поведение параметра  $\alpha$  кажется на первый взгляд парадоксальным и создает впечатление, что ни одна из теоретических моделей - безотносительно к тому, оперирует она понятием "зоны формирования" или нет - неспособна, в ее нынешнем виде\*\*, описать всю совокупность наблюдаемых эффектов<sup>7/</sup>.

\* Из которого, впрочем, сделаны определенные исключения, например<sup>6/</sup>.

\*\* Как правило, современные модели имеют много степеней свободы и достаточно гибки, чтобы задним числом учесть любое не слишком катастрофическое изменение экспериментальной ситуации<sup>8/</sup>.

Вторая тенденция представлена многочисленными попытками дать всестороннее описание какого-либо избранного эксперимента, или группы похожих экспериментов, по возможно большему числу частных параметров на предмет сопоставления их с предсказаниями той или иной теоретической модели. Получаемые таким путем результаты фрагментарны и нередко противоречивы. В целом преобладает мнение, что эффективность внутриядерных взаимодействий вторичных адронов существенно подавлена, однако это мнение не является общепризнанным. В одних работах эффекты, обусловленные наличием "зоны формирования", игнорируются, в других принимаются как априори очевидный факт; но, строго говоря, ни та, ни другая точка зрения не имеет под собой достаточно определенного фактического основания.

Общий вывод "физики  $A^\alpha$ " о фундаментальной неадекватности существующих модельных представлений выглядит довольно драматическим, если не вдаваться в подробности. Действительно, аппроксимация  $A^\alpha$ , как и любая иная, хороша тогда, когда она физически мотивирована. Однако степенная зависимость от  $A$  таких характеристик, как неупругость адрон-ядерного столкновения, множественность или импульсные спектры вторичных частиц, совсем не очевидна и даже сомнительна<sup>9/</sup>. В этом смысле показательно неизменное выпадение из аппроксимации вида  $A^\alpha$  данных на водородной мишени, что, скорее всего, указывает на неудачный выбор вида аппроксимирующей функции, и во всяком случае подрывает феноменологическую основу интерпретации: если ядро рассматривать в качестве фильтра для "пучка" вторичных частиц, родившихся в первом взаимодействии, то параметры этого "пучка" задаются как раз взаимодействием со свободным нуклоном. Следует также иметь в виду, что в каждом отдельном событии частицы разного типа динамически и кинематически коррелированы. При инклюзивном анализе подобная корреляция неявно присутствует и усредняется по большому числу различных событий. Поэтому  $\alpha$ , будучи обобщенным параметром, содержит сравнительно мало информации о деталях процессов, происходящих в субъядерных масштабах, и его интерпретация остается под вопросом - возможно, что "универсальность" поведения  $\alpha$  просто отражает качественное подобие механизма множественного рождения на различных ядрах.

Второй - более конкретный - подход к изучению взаимодействий адронов с ядрами является с указанной точки зрения более информативным, хотя далеко не всегда практическая реализация этого подхода на уровне количественных оценок приводит к однозначным выводам.

В математическом отношении проще всего описание когерентных процессов, которое может быть выполнено аналитически и

обычно выполняется в терминах, восходящих к теории оптической дифракции<sup>/10/</sup>. Но интерпретация данных по когерентному рождению на ядрах /например, реакция  $\pi \rightarrow 3\pi, 5\pi$  и т.д./ по меньшей мере проблематична, когда речь идет об индивидуальных свойствах вторичных частиц в пределах "зоны формирования" - и, в частности, делаются оценки сечения их поглощения на внутриядерных нуклонах  $\sigma_1$ <sup>/11/</sup>. Формально параметр  $\sigma_1$  фигурирует в полной амплитуде процесса, определяемой интерференцией парциальных амплитуд, и, по-видимому, как-то связан с "прозрачностью" ядерного вещества. Однако неясно, в какой степени "сечению" поглощения, происходящего одновременно с рождением на тех же нуклонах, можно придавать наглядный геометрический смысл, аналогичный сечению взаимодействия со свободным нуклоном  $\sigma_0$ <sup>/12/</sup>, тем более, что в каждом конкретном случае величина  $\sigma_1$  оказывается весьма различной - как меньше, так и больше  $\sigma_0$  - в зависимости от конечного состояния рожденной системы и области кинематических переменных<sup>/13/</sup>.

Применительно к некогерентным процессам такой проблемы не возникает, поскольку взаимодействия частицы с различными нуклонами в ядре можно рассматривать как последовательность независимых "элементарных" актов, вероятность которых задается величиной  $\sigma_1$ . В общем виде расчет всей сложной цепи взаимосвязанных явлений - включающих каскадное размножение и многократное внутриядерное перерассеяние вторичных частиц, возбуждение и фрагментацию ядра - не поддается аналитическим методам, чрезвычайно громоздок и представляет ограниченный практический интерес ввиду того, что экспериментальные данные по адрон-ядерным реакциям в некогерентных неупругих каналах отнюдь не отличаются исчерпывающей полнотой. Поэтому в рамках конкретной задачи детальный количественный анализ ограничивается какой-либо одной стороной общей картины взаимодействия.

Наиболее явно свойства "несформировавшихся" адронов, проходящих через ядерное вещество, проступают в области фрагментации пучка. Поведение инклюзивных дифференциальных сечений

\* Феноменологически взаимодействие с ядром рассматривается как совокупность "элементарных актов", происходящих /когерентно или некогерентно/ на отдельных элементах ядерной структуры. Этими элементами могут быть нуклоны, кварки, партоны, и т.д. - привлечение терминологии той или иной конкретной модели относится собственно к "элементарному акту" и не меняет общей картины прохождения частицы через ядерное вещество как обычную диспергирующую среду с определенными параметрами.

в этой кинематической области обусловлено, главным образом, многократным рассеянием на внутриядерных нуклонах, если отвлечься от ряда специфических ядерных эффектов /ферми-движение, принцип Паули, и т.д./ . Точный учет всех этих эффектов довольно сложен, но можно указать интервал кинематических переменных, где их вклад заведомо невелик и наблюдаемое различие соответствующих дифференциальных сечений на данном ядре и на водороде, или на двух разных ядрах, почти целиком определяется эффективностью однократного взаимодействия вторичной частицы с нуклоном внутри ядра<sup>/14/</sup>. Предпринятый с таких позиций анализ инклюзивных спектров из рА-взаимодействий при 6,8<sup>/15/</sup>, 19,2<sup>/16/</sup> и 400 ГэВ/с<sup>/17/</sup> показывает, что лидирующие  $\pi^-$  и К-мезоны поглощаются в ядерном веществе с сечением, соответствующим сечению взаимодействия со свободным нуклоном /т.е.  $\sigma_1^{\pi, K} = \sigma_0^{\pi, K}$  / - в противоположность "сохранившимся" нуклонам<sup>1</sup>, для которых  $\sigma_1 < \sigma_0$  и имеет тенденцию к уменьшению с ростом энергии, причем оценка времени формирования  $\tau$  дает величину  $\sim \hbar/m_p c^2 / \text{рис. 1/}$ .

Интересно сопоставить этот результат с данными, относящимися к фрагментации ядра-мишени. Вообще говоря, измеряемое на опыте число протонов отдачи связано с числом внутриядерных столкновений весьма сложным образом и лишь косвенно отражает возможное изменение свойств адронов, проходящих через ядро, если этих адронов несколько и они имеют разную природу и энергию. Тем не менее, любопытно, что в квазиупругом рА-взаимодействии множественность протонов отдачи существенно выше, чем в неупругом, но примерно такая же, как в неупругом пА-взаимодействии<sup>/18/</sup>.

Очевидно, что качественное различие поведения внутри ядра частиц определенного типа - например нуклонов и мезонов, или "сохранившихся" и "вновь рожденных" частиц\* - если это различие действительно имеет место, представляет собой обстоятельство крайне удивительное с теоретической точки зрения. Однако при ближайшем рассмотрении интерпретация упомянутых результатов, как и многих других в таком же роде, оказывается не вполне однозначной, так что непонятно, что же собственно призвана объяснить теория.

\* Под "сохранившейся" понимается вторичная частица, имеющая характерную метку первичной - например барионный заряд, странность и т.д. Специфическая динамика эффекта "сохранения" прослеживается и в событиях, когда первичная частица лишена такой метки<sup>/1/</sup>.

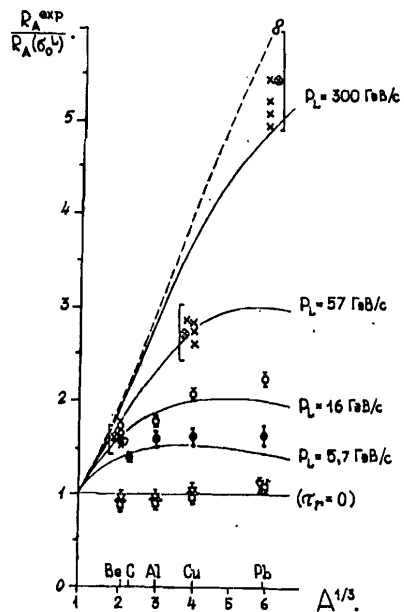


Рис. 1. Отношение экспериментальных значений

$$R_A^{\text{exp}} = \frac{1/\sigma_A^{\text{abs}} \cdot (d^2\sigma/d\Omega dP)_A}{1/\sigma_H^{\text{tot}} \cdot (d^2\sigma/d\Omega dP)_H}$$

для реакции  $pA \rightarrow L + X$ , к ожидаемому  $R_A(\sigma_0, \sigma_1)$  при  $\sigma_1 = \sigma_0^L$ . Точки  $R_A^{\text{exp}}/R_A(\sigma_0^L)$ :

- $pA \rightarrow p_L + X$ ;  $P_0 = 6,9$  ГэВ/с,  $P_L = 5,7$  ГэВ/с,  $x = 0,83$ ,  $P_L = 0,2$  ГэВ/с / 15/;
- $pA \rightarrow p_L + X$ ;  $P_0 = 19,2$  ГэВ/с,  $P_L = 16$  ГэВ/с,  $x = 0,83$ ,  $P_L = 0,2$  ГэВ/с / 16/;
- $\rightarrow \pi^+ + X$ ;  $P_0 = 19,2$  ГэВ/с,  $P_L = 16$  ГэВ/с,  $x = 0,83$ ,  $P_L = 0,2$  ГэВ/с / 17/;
- ▽  $\rightarrow K_L^+ + X$ ;  $P_0 = 19,2$  ГэВ/с,  $P_L = 16$  ГэВ/с,  $x = 0,83$ ,  $P_L = 0,2$  ГэВ/с / 18/;
- ×  $pA \rightarrow n_L + X$ ;  $P_0 = 400$  ГэВ/с,  $P_L = 270 \div 344$  ГэВ/с,  $P_L = 0,196 \pm 0,241$  ГэВ/с,  $P_L = 0,23$  ГэВ/с / 19/.

(○ :  $x = 0,82$ ; Кривые  $R_A(\tau_r)/R_A(\sigma_0^L)$  описывают "формирование" нуклона во времени

по закону  $\sigma_1(t) = \sigma_0^p \cdot [1 - \exp(-t/\gamma \cdot \tau_r)]$ , где  $\gamma = E_L/m_p$  и  $\tau_r = \hbar/m_p c^2$ ; для разных импульсов лидирующего нуклона  $P_L$  /9/.

В большинстве случаев выводы базируются на количественном сопоставлении расчетов с экспериментом. Сами же расчеты носят полуэмпирический и часто довольно приблизительный характер; в любом случае их результаты зависят от ряда параметров, точное значение которых неизвестно. Бывает даже так, что анализ одних и тех же экспериментальных данных, выполненный практически по одинаковому шаблону\*, но с несколько отличающимися / в разумных пределах / параметрами, приводит к диаметрально противоположным выводам / ср., например, /14/ и /19/ /.

С другой стороны, эксперименты, не требующие для своего истолкования детальных расчетов, единичны и поэтому мало убедительны. Скажем, данные /18/ относятся к низким и к тому же

\* Т.е. в терминах последовательных столкновений. Заметим, что различие между моделями на уровне исходных принципов теряет значение при описании некогерентных процессов: в этом случае из всех моделей получаются по существу одинаковые формулы.

разным энергиям /3,5 ГэВ pXe и 9 ГэВ πXe/, и не исключено, что повторные взаимодействия в ядре относительно менее эффективны просто вследствие недостаточной энергии, оставшейся у протона после первого неупругого столкновения.

Исчерпывающее обсуждение всех результатов, имеющих отношение к рассматриваемому кругу вопросов, выходит за рамки настоящей работы. В целом они образуют довольно запутанную картину, из которой невозможно с уверенностью заключить, каковы характерные времена формирования адронов и как меняются их свойства в процессе формирования. Отсутствие прямых экспериментов, претендующих на измерение характеристик частиц в субъядерных масштабах, не удается восполнить анализом косвенных данных, которые допускают различную интерпретацию, предопределяемую, в свою очередь, выбором модели.

#### Постановка опыта

Итак, механизм формирования адронов остается в экспериментальном отношении по существу неисследованным, даже в самых общих чертах. Для того, чтобы продвинуться в этом направлении, эксперимент должен быть организован соответствующим образом с тем, чтобы по возможности исключить или свести к минимуму использование всякого рода модельных представлений при анализе непосредственно измеряемых параметров.

Такая характеристика, как сечение взаимодействия с нуклонами внутри ядра  $\sigma_1$ , может быть измерена в некогерентных каналах процессов множественного рождения по относительному ослаблению "пучка" вторичных частиц, вылетающих в определенном интервале углов и импульсов из разных ядер, сравнительно с водородом - т.е. фактически методом "выбывания из пучка" в приложении к ядру-мишени. Как было показано в работах /9,14,20/, этот метод является до известной степени безмодельным в том смысле, что он не требует точного учета параметров "элементарного акта", зависящих от энергии и типа сталкивающихся частиц. Наиболее чувствительны к величине  $\sigma_1$  дифференциальные сечения генерации лидирующих частиц: в кинематической области  $x \sim 0,7 \div 0,9$  и  $P_L \sim 0,2 \div 0,3$  ГэВ/с ослабление "пучка" вторичных частиц регулируется, в основном, значением  $\sigma_1$ . В области малых  $x$  и больших  $P_L$  существенный вклад в дифференциальное сечение дает многократное рассеяние внутри ядра; при  $x \rightarrow 1$  и  $P_L \rightarrow 0$  доминируют дифракционные процессы и сказывается влияние принципа Паули /подавление реакций с определенным значением переданного импульса/.

Однако задача отнюдь не исчерпывается подходящим выбором области кинематических переменных. Сам по себе инклюзивный

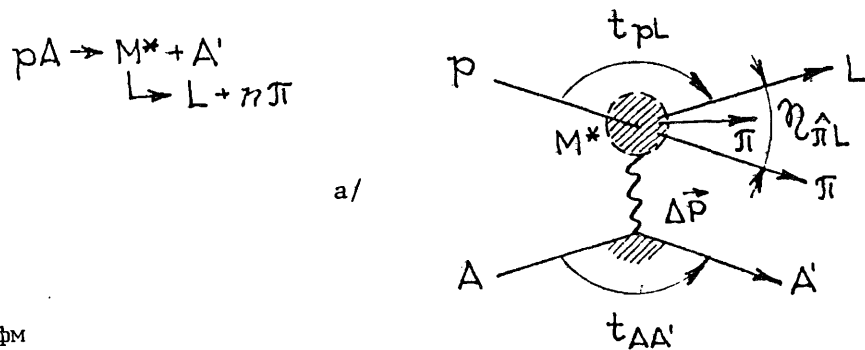
спектр не содержит никакой дополнительной информации о событиях, среди которых представлены как некогерентные, так и когерентные реакции. Полное сечение когерентных процессов растет с атомным номером мишени быстрее, чем  $\sim A^{2/3}$ ; т.е. они увеличивают относительный выход частиц, главным образом, из тяжелых ядер, причем как раз в той кинематической области, где завышение дифференциального сечения за счет многократных перерассеяний в ядре минимально, и внутриядерное поглощение сказывается сильнее всего. Иными словами, неконтролируемая примесь когерентных процессов может при известных условиях приводить к кажущемуся увеличению "прозрачности" ядерного вещества и к ее зависимости от энергии; и вообще искусственному выравниванию инклюзивных спектров частиц того или иного сорта на разных ядрах.

В случае когерентного процесса измеренный в конечном состоянии переданный импульс лидирующей частицы зависит от геометрии распада когерентно рожденной системы /тяжелой изобары, дифракционного кластера/. Между тем очевидно, что говорить о характеристиках частиц в непосредственной близости от точки взаимодействия можно лишь тогда, когда взаимодействие достаточно точно локализовано /область взаимодействия меньше  $\hbar/m_\pi c^2$ /. При когерентном процессе область взаимодействия охватывает ядро-мишень целиком, поэтому свойства частиц на малых расстояниях физически не определены /или, иначе, экспериментально ненаблюдаемы/. Последнее соображение является принципиальным и диктует такую постановку опыта, которая, помимо идентификации и измерения характеристик лидирующей частицы, обеспечивает однозначное выделение некогерентных взаимодействий и, кроме того, позволяет судить о "степени некогерентности" - т.е. о размере области взаимодействия.

Факт некогерентного взаимодействия можно установить по расщеплению ядра-мишени. Однако количественная оценка размеров области взаимодействия требует в этом случае полного кинематического анализа ядерных фрагментов, который затрудняется наличием в их числе нейтронов. Кроме того, технически сложно реализовать полностью эксклюзивный электронный эксперимент с достаточно точным измерением характеристик всех - как очень медленных /продукты расщепления ядра/, так и очень быстрых /лидирующих/ частиц.

В описываемом здесь эксперименте некогерентные процессы выделяются на уровне триггера по кинематике взаимодействия.

\* Одна из возможных причин "универсального" поведения функции  $\alpha$ .



$\Delta z, \text{ фм}$

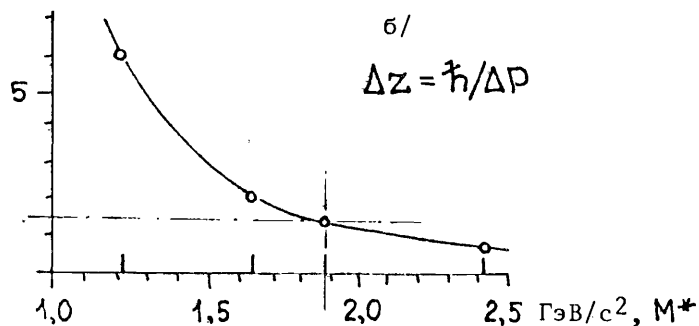


Рис.2. Квазидвухчастичная реакция  $pA \rightarrow M^* + A'$  - /а/  
 $L \rightarrow p_L + n\pi$   
 и зависимость от массы возбужденной системы  $M^*$  размеров "области взаимодействия"  $\Delta z = \hbar / \Delta P$ , где  $\Delta P$  - переданный мишени импульс - /б/.

Рождение частиц в области фрагментации пучка эквивалентно реакции с квазидвухчастичным промежуточным состоянием /рис.2а/. Один из фигурирующих в нем возбужденных объектов кинематически связан с налетающей частицей и фрагментирует затем в быстрые адроны. Применительно к такой реакции законы сохранения энергии и импульса определяют однозначное соответствие между эффективной массой образовавшегося кластера  $M^*$  и переданным мишени импульсом /т.е. размерами области взаимодействия  $\Delta z \sim \hbar / \Delta P$ , рис.2б/. С другой стороны,  $M^*$  накладывает ограничение на импульсы адронов, возникающих при последующей фрагментации кластера /в собственной системе координат/, ограничивая тем самым угол разлета фрагментов  $\eta$ , наблюдаемый в лабораторной системе /рис.3/. Фиксируя угол  $\eta$  для заданного значения импульса лидирующей частицы, мы тем самым получаем

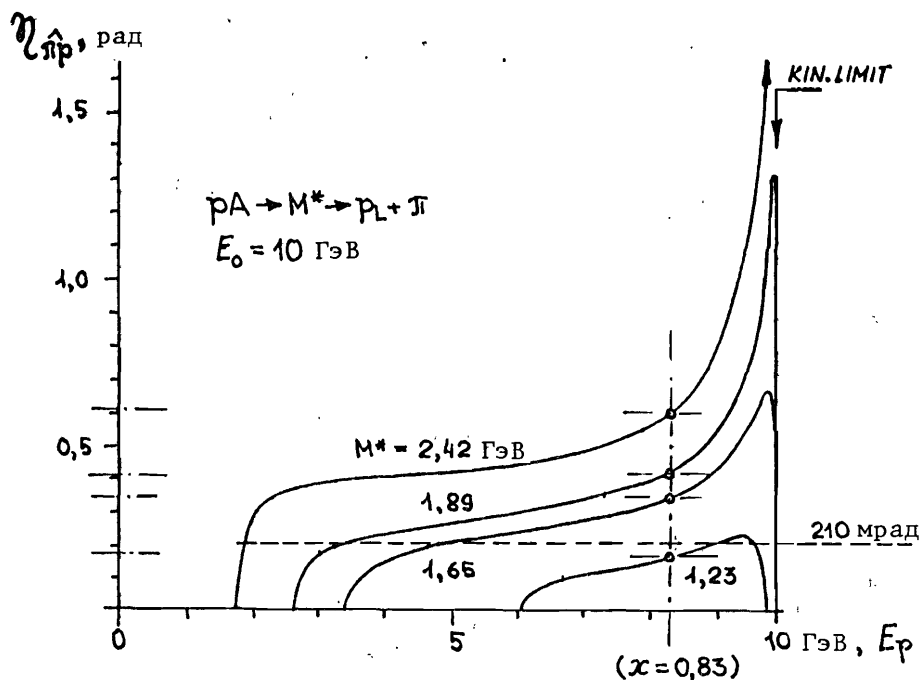


Рис.3. Максимальный угол в л.с.к. между нуклоном и пионом  $\eta_{\pi p}$ , возникшими при распаде дифракционного кластера /или изобары/ с эффективной массой  $M^*$  из реакции на рис.2а при  $E_0 = 10$  ГэВ, в зависимости от энергии лидирующего нуклона  $E_p$ .

оценку размеров области взаимодействия /если фрагментов больше двух, это будет верхняя оценка/.

Подходящим выбором интервала  $\Delta\eta$  можно, в частности, выделить события с эффективной массой  $M^*$ , соответствующей какой-то определенной изобаре. Измеренное для таких событий значение  $\sigma_1$  будет, очевидно, характеризовать поглощение в ядерном веществе бариона в известном возбужденном состоянии\*.

Следует подчеркнуть, что избранный нами подход к проблеме в целом и к конкретной постановке опыта в особенности мотивирован прежде всего стремлением получить необходимую экспе-

\* Как следует из рис.2б, достаточно массивные изобары должны рождаться некогерентно на отдельных нуклонах ядра.

риментальную информацию, оставаясь в рамках собственно эксперимента, т.е. без привлечения априорных сведений гипотетического свойства. Хотя количественная оценка такой величины как  $\sigma_1$  получается в конечном счете путем более или менее сложных вычислений, но они носят чисто расчетный характер и не содержат никакой специальной теории, т.к. опираются на экспериментально измеряемые параметры, очевидные кинематические соотношения и общефизические принципы /как, например, принцип неопределенности/. Применительно к некогерентным процессам представление о последовательных столкновениях в ядре, по-видимому, не требует особых оговорок. Специфические квантовые эффекты /ферми-движение, неупругая перезарядка, рождение изобар/, которые приходится учитывать при количественном анализе прохождения быстрых адронов через ядро, подробно рассмотрены в работе<sup>9/</sup>. Остается некоторая неоднозначность, связанная с выбором конкретного вида функции распределения ядерной плотности. Но по существу это проблема того же рода, какая возникает в любом эксперименте по рассеянию частиц на /макроскопической/ мишени сложной конфигурации, и ее можно разными способами обойти - например измеряя энергетический ход  $\Delta$ -зависимости сечений генерации различных частиц по набору относительных переменных.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ АППАРАТУРА

Схема эксперимента представлена на рис.4. Экспериментальная установка /СМС-МГУ/ расположена на канале 4В медленного вывода ускорителя ЛВЭ ОИЯИ /Дубна/ и представляет собой одноплечевой магнитный спектрометр с изменяемой в широких пределах геометрией спектрометрического плеча. Регистрация частиц и измерение их траекторий осуществляются системой сцинтилляционных и черенковских детекторов. Детекторы этого типа, с одной стороны, являются наиболее быстрыми и позволяют работать в пучках частиц высокой интенсивности\*, а с другой - сравнительно просты в технологическом отношении, стабильны и удобны в эксплуатации.

Основные функциональные элементы спектрометра: сцинтилляционный годоскоп (F, B, T, S, P) с координатным разрешением

\* В настоящее время быстродействие сцинтилляционных и черенковских детекторов ограничивается возможностями регистрирующей электроники.

## Сцинтилляционный годоскоп

Годоскоп установки СМС сконструирован по модульному принципу, что позволяет легко менять геометрию спектрометра в зависимости от конкретной задачи. В техническом отношении привлекательность такого подхода очевидна, т.к. появляется возможность унифицировать многие конструктивные элементы, упростить и стандартизировать технологические операции, связанные с их изготовлением; при этом задача оптимизации параметров детектора решается с самого начала /на стадии ОКР/.

Устройство годоскопического модуля иллюстрируют рис.5,6. Набор тонких пластмассовых сцинтилляторов /сечением  $4 \times 4 \text{ мм}^2$ / просматривается с обоих торцов двумя группами ФЭУ через систему плексигласовых световодов /такого же сечения/, архитектурно организованную для кодировки координаты по совпадению сигналов ФЭУ. Каждая группа ФЭУ помещена в пермаллоевый экран для защиты от рассеянных магнитных полей. Кроме того, годоскопические модули секции F - возле выходной линзы канала 4В /работающей в импульсном режиме/, и секции S - у входа в зазор анализирующего магнита, снабжены добавочным наружным магнитным экраном из 12 слоев мягкого железа. Конструктивно ФЭУ объединены в два блока, включающие также высоковольтные преобразователи напряжения с цифровым управлением от ЭВМ, обеспечивающие индивидуально для каждого ФЭУ установку напряжения с интервалом  $10 \text{ В}^{/21/}$ .

Кодировка координаты - двухразрядная: N сцинтилляторов модуля разбиты на n групп, свет от которых попадает по пучку световодов на n соответствующих ФЭУ в верхнем блоке; каждый из n ФЭУ в нижнем блоке также соединен пучком световодов с n сцинтилляторами, по одному из каждой группы. Совпадение сигналов какой-либо пары ФЭУ - из верхнего /старший разряд/ и нижнего /младший разряд/ блоков - определяет номер сработавшего канала.

Хотя двухразрядная кодировка уступает многоразрядной в смысле выигрыша в количестве ФЭУ при данном числе каналов /для n ФЭУ получается  $N = n^2/4$  каналов, против  $N = 2^n - 1$  при использовании многоразрядного двоичного кода/, она в большей степени отвечает условиям реального эксперимента. Действительно, n-разрядный двоичный код обеспечивает минимум необходимого количества ФЭУ за счет использования совпадений всех возможных кратностей, до n включительно<sup>/22/</sup>. Вследствие этого существует неоднозначность определения координаты из-за возможного попадания сразу нескольких частиц в апертуру детек-

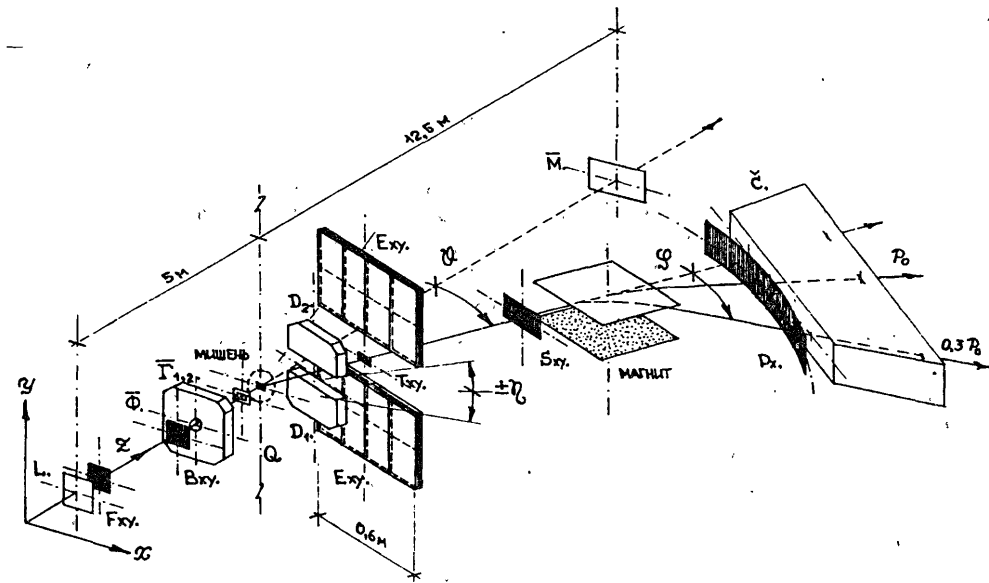


Рис.4. Схема эксперимента /пояснения см.в тексте/.

- 1 мм; комплекс сцинтилляционных и черенковских детекторов для контроля интенсивности (L, M) и формирования профиля "пучка" падающих на мишень частиц /т.н. "коллиматор"  $\Phi, \bar{\Gamma}_1, \bar{\Gamma}_2$ /, а также для организации кинематического триггера /"ливневый детектор",  $D_{1,2}, E_{1-18}$ /; устройство автоматической постановки мишеней (Q) и анализирующий магнит на тележке, перемещающейся по круговому рельсовому пути вокруг мишени. Для идентификации вторичных частиц предполагается использовать широкоапертурный газовый /пороговый/ черенковский счетчик (C).

Детекторы размещаются на шарнирно-сочлененных подвижных фермах, конструкция которых обеспечивает возможность поворачивать в процессе эксперимента спектрометрическое плечо на угол до  $90^\circ$  относительно первичного пучка, без нарушения юстировки детекторов.

Регистрирующая электроника выполнена в стандарте КАМАК и работает в линию с ЭВМ СМ-3, осуществляющей контроль за работой аппаратуры, отбор, ON-LINE обработку и запись на магнитную ленту данных измерений.



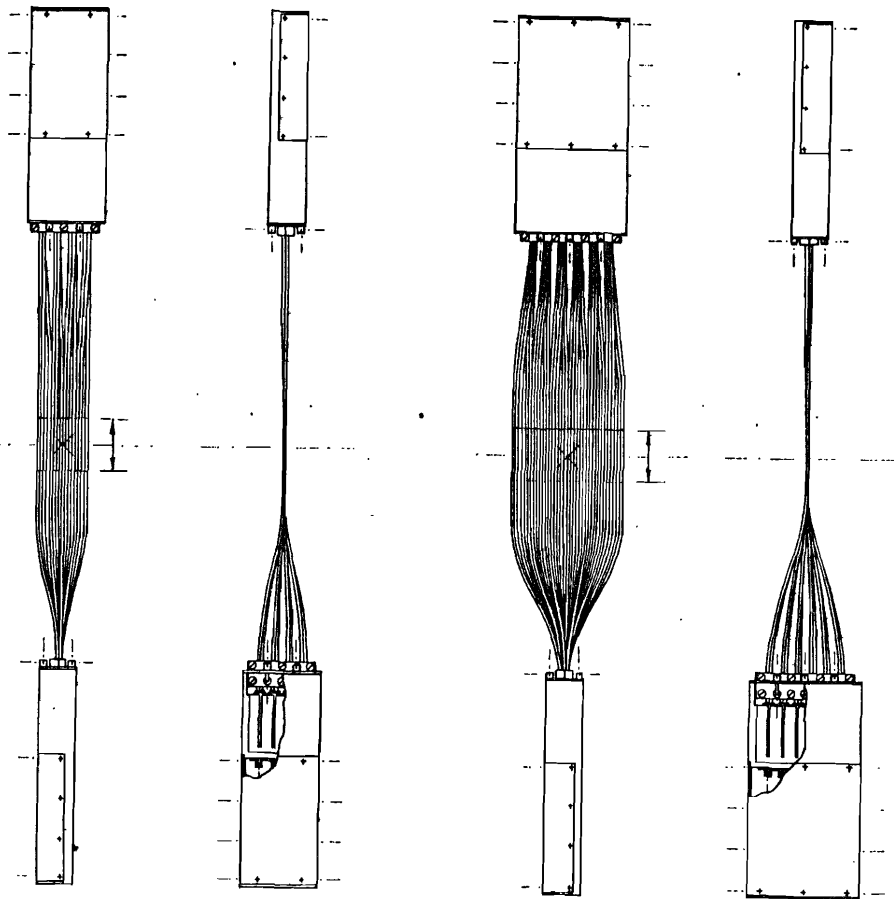


Рис.5. Типовой 16-канальный годоскопический модуль.

Рис.6. Типовой 36-канальный годоскопический модуль.

тора\*. Неидентичные по логической формуле каналы могут различаться по физическим характеристикам - например по уровню фо-

\* Предлагались различные варианты многоразрядной кодировки /главным образом, модификации кода Грея/, призванные обойти указанную неоднозначность путем усложнения логической схемы /23/. Эти разработки интересны сами по себе, но неизбежно дают худшее соотношение N/p сравнительно с двоичным кодом в чистом виде; а их приложение к сцинтилляционной методике встречает те же трудности, что и использование двоичного кода.

на случайных совпадений. Кроме того, в многоканальном сцинтилляционном детекторе с малой шириной канала реализация совпадений кратности  $k > 2$  предполагает довольно замысловатую конфигурацию световодов и технически едва ли осуществима, иначе как путем помещения сцинтилляторов разной ширины в несколько слоев /если сигнал снимается с двух противоположных торцов сцинтиллятора, то нужно  $k/2$  слоев/. Это предъявляет весьма жесткие требования к взаимной юстировке сцинтилляторов из разным слоев; к тому же увеличивается количество вещества на пути частиц, что также нежелательно.

С практической точки зрения экономия количества ФЭУ становится принципиальным фактором тогда, когда детектор имеет большие размеры и число каналов достаточно велико. Но и в этом случае выгода получается проблематичной, т.к. объединение всех каналов в одном логическом модуле потребовало бы использования либо очень длинных, либо очень разных по длине световодов. И то, и другое чревато осложнениями. По условиям электронного эксперимента на ускорителе /высокое временное разрешение детектора при минимуме вещества в пучке/ наиболее подходящими являются тонкие пластмассовые сцинтилляторы на основе легких полимеров, имеющие малое время высвечивания, но сравнительно низкий световыход. Поэтому может оказаться, что ухудшение условий светосброса и/или их различие от канала к каналу, а также появление заметных временных сдвигов между сигналами /на одном и том же ФЭУ/ приведет к разбросу характеристик отдельных каналов, выходящему за приемлемые границы. Альтернативой являются чрезвычайно высокие /т.е. технически трудно достижимые/ стандарты качества изготовления световодов.

С учетом всех этих соображений наиболее рациональным представляется вариант годоскопа в виде набора типовых модулей с относительно небольшим числом каналов и простой двухразрядной кодировкой координаты. Такое решение, во-первых, обеспечивает практически одинаковые условия светосброса для всех каналов, поскольку длина световодов невелика и варьируется в небольших пределах, что в сочетании с единообразной логической формулой сужает разброс параметров от канала к каналу; во-вторых, позволяет однозначно идентифицировать попадание нескольких частиц в детектор /наличие более одного сигнала в каждом разряде/; и, в-третьих, требует минимального количества вещества в пучке - один слой сцинтиллятора, толщина которого лимитируется лишь наименьшей допустимой яркостью сцинтилляционной вспышки.

Применение стандартных пластмассовых сцинтилляторов на основе оксазолов в полиметилметакрилате, световодов из плексигласа марки СО-120 и быстродействующих малогабаритных ФЭУ-147,

Рис.7. Секция F годоскопа и измеритель потока L.

обладающих высокой чувствительностью фотокатода, обеспечивает временное разрешение детектора  $3\pm 4$  нс и допускает загрузки до  $10^7$  частиц/с<sup>124</sup>.

В целом годоскоп установки СМС содержит 294 канала и 120 ФЭУ. Секции F и B служат для мониторинга пучка и состоят каждая из двух 16-канальных модулей, развернутых под углом  $90^\circ$  /вдоль осей X и Y/; секции T/8 каналов X и 4 канала Y/, и S /36 каналов X и 4 канала Y/,

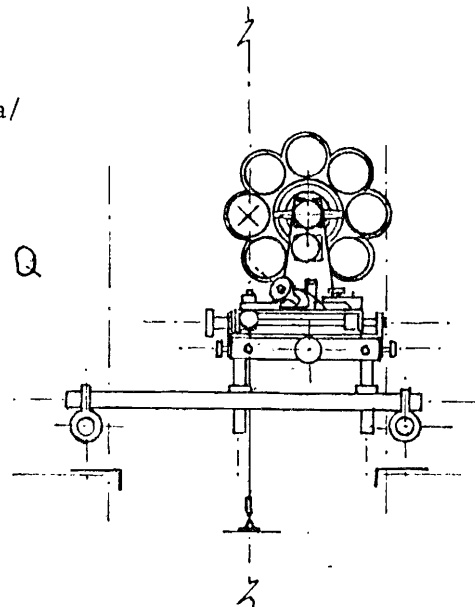
используются для определения траектории рассеянной в мишени частицы; а секция P, составленная из пяти 36-канальных модулей /180 каналов X/, - для измерения импульса частицы по углу отклонения в магните.

Рис.7÷11 дают представление о конструктивном оформлении годоскопической системы установки СМС.

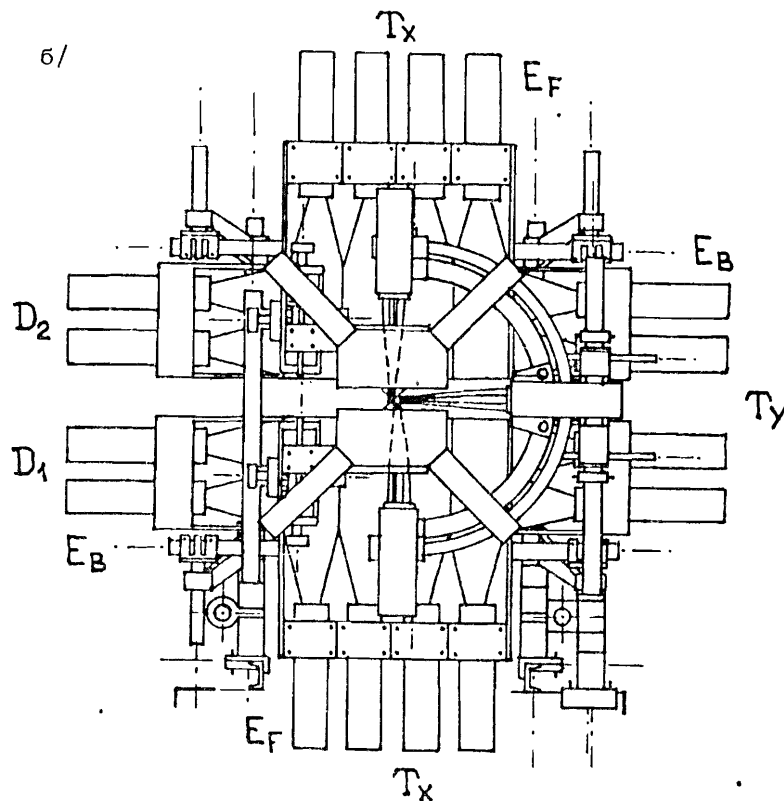
Рис.8. Комплекс детекторов для формирования "пучка" частиц на мишени: секция B годоскопа, черенковский "коллиматор"  $\Phi$  и сцинтилляционные счетчики  $\Gamma_1, \Gamma_2$ .

Рис.9. а - Устройство по-  
становки мишеней, б - триг-  
герный комплекс детекторов:  
система черенковских (D)  
и сцинтилляционных (E) счет-  
чиков, образующих "ливневый  
детектор" с раздвинутой  
целью, в центре которой -  
секция T годоскопа.

а/



б/



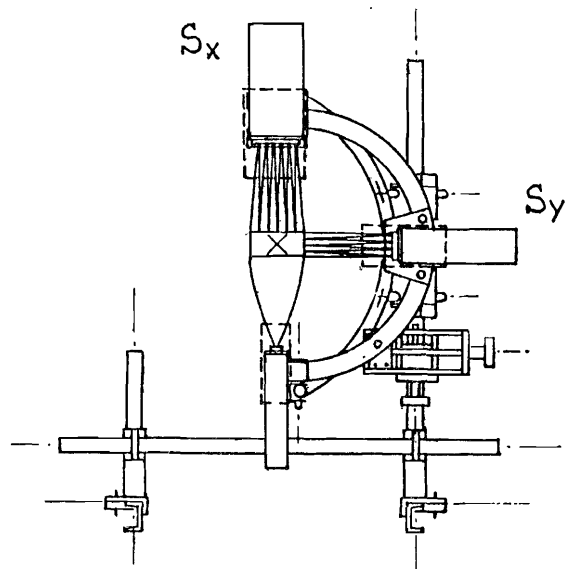


Рис.10. Секция S годоскопа.

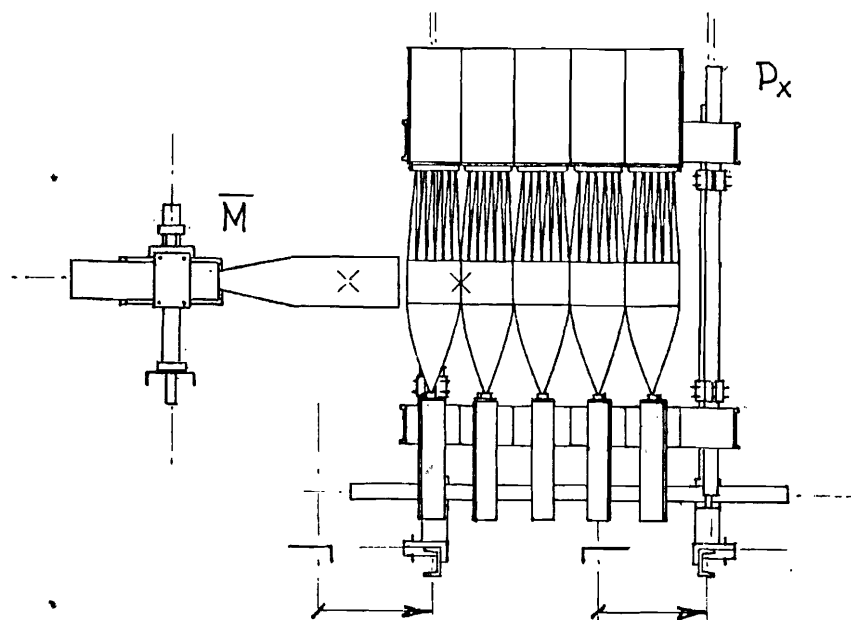


Рис.11. Секция P годоскопа и мониторный антисчетчик M.

## Мишенная станция

Комплекс аппаратуры, расположенный вблизи внешнего магнито-оптического фокуса канала 4В, состоит из устройства автоматической постановки мишеней и системы сцинтилляционных и черенковских детекторов для формирования профиля "пучка" падающих на мишень частиц и организации кинематического триггера.

Устройство постановки мишеней (Q) /рис.9/ содержит комплект/до 8 шт./твердых ядерных мишеней  $\varnothing 10$  см, толщина которых может быть выбрана разной - от 0,5% до 5% ядерного пробега. Установка той или иной мишени в рабочее положение осуществляется автоматически по заданному алгоритму /в промежутке между сбросами ускорителя/ либо в произвольном порядке по команде оператора, при этом код экспонируемой мишени сообщается ЭВМ.

Для измерений под большими углами, одновременно с поворотом спектрометрического плеча на угол  $\theta$ , предусмотрен поворот мишени вокруг вертикальной оси в ту же сторону на угол  $\theta/2$ . В результате эффективная толщина мишени для первичной и для вторичной /лидирующей/ частиц оказывается одинаковой.

Триггерная система /рис.9/ состоит из черенковского (D) и сцинтилляционного (E) детекторов, между которыми помещена секция T годоскопа. Детектор D представляет собой радиатор из полированного плексигласа толщины 5 см, в виде квадрата со спиленными углами, к которым пристроены четыре ФЭУ-30. Сигналы с ФЭУ суммируются, что обеспечивает достаточно однородные условия светосбора по всему объему радиатора /25/. Детектор E состоит из 16 независимых сцинтилляционных счетчиков размером 15 x 30 см каждый, помещенных в два слоя и разделенных 1 см свинцовым фильтром для конверсии  $\gamma$ -квантов. Счетчики переднего ( $E_p$ ) и заднего ( $E_z$ ) слоя ориентированы взаимно перпендикулярно /вдоль Y и X соответственно/. Свет от сцинтилляций разводится по плексигласовым световодам на 16 ФЭУ-30, собранных на массивной раме в один конструктивный узел.

Рабочая площадь детекторов D /30 x 30 см<sup>2</sup>/ и E /60x60 см<sup>2</sup>/ разделена по горизонтали пополам раздвижной /до 20 см по Y/ щелью. Детектор D находится на полпути от мишени до детектора E, поэтому при соответствующей регулировке зазора оба детектора перекрывают один и тот же телесный угол  $\pm 670$  мрад по X и Y/. Ширина щели определяет минимальный угол  $\eta$  между траекториями лидирующей частицы /проходящей через секцию T годоскопа/ и частицы или частиц сопровождения, при котором последние регистрируются. Комбинация черенковского и сцин-

тилляционного детекторов позволяет различить быстрые ливневые частицы /как правило,  $\pi$ -мезоны/, фотоны и медленные продукты расщепления ядра-мишени. Классификация частиц по отклику триггерной системы представлена в таблице.

Для более точной фиксации угла  $\eta$  на уровне триггера, а также для уменьшения вероятности засветки ядерными фрагментами /в основном, "серыми" протонами/ секция Т годоскопа имеет достаточно маленькую рабочую площадь:  $34 \times 17 \text{ мм}^2$  /соответствующий телесный угол 136 мрад (X) и 68 мрад (Y) /. При необходимости ее можно еще уменьшить, отключая отдельные каналы, которые на этот случай сделаны независимыми, т.е. каждый снабжен индивидуальным ФЭУ. Поскольку секция Т находится около мишени вблизи фокуса пучка, угловая апертура спектрометра обрезается при этом не слишком сильно.

Таблица

Интерпретация*	D	E <sub>F</sub>	E <sub>B</sub>
$\pi > 298 \text{ МэВ/с}, \quad p > 1,999 \text{ ГэВ/с}$	+	+	+
$p: 0,470 \div 1,999 \text{ ГэВ/с}$	-	+	+
$p: 0,350 \div 0,470 \text{ ГэВ/с}$	-	+	-
$\gamma$ -квант	-	-	+

Хотя триггерная система целевого типа существенно отстает от идеала аксиальной симметрии - что влечет за собой ухудшение геометрической эффективности и довольно сложное поведение аппаратурной функции - она была выбрана ради конструктивной простоты, а также с целью облегчения и стандар-

\* Порог черенковского свечения в плексигласе /показатель преломления  $n = 1,49$ / составляет 127 МэВ/с для  $\pi$ -мезона и 849 МэВ/с для протона. Фактически порог регистрации выше, поскольку требуется не только достаточная интенсивность черенковской вспышки, но и соблюдение условия полного внутреннего отражения. В таблице даны эффективные пороговые значения импульсов, соответствующие случаю попадания частицы перпендикулярно плоскости детектора при полном внутреннем отражении от задней поверхности радиатора /раствор черенковского конуса  $42,16^\circ$  /.

тизации фоновых условий: при повороте спектрометрического плеча на любой угол  $\theta$  ядро прямого пучка проходит всегда посередине щели, на одинаковом расстоянии от верхней и нижней половинок детекторов D и E.

Система формирования пучка /рис.8/ расположена непосредственно перед мишенью и состоит из черенковского "коллиматора"  $\bar{\Phi}$  и двух сцинтилляционных счетчиков  $\bar{\Gamma}_1$  и  $\bar{\Gamma}_2$ . Счетчик  $\bar{\Phi}$  имеет плексигласовый радиатор размером  $30 \times 30 \times 5 \text{ см}^3$ , с отверстием  $\varnothing 27 \text{ мм}$  в центре. Радиатор просматривается с углов четырьмя ФЭУ-30, сигналы с которых суммируются и включены в антисовпадения. Пара счетчиков  $\bar{\Gamma}_1$  и  $\bar{\Gamma}_2$ , каждый с  $\Gamma$ -образным сцинтиллятором, плексигласовым световодом и ФЭУ-147, также включена в антисовпадения. Эти счетчики частично перекрывают отверстие в "коллиматоре"  $\bar{\Phi}$ , образуя прямоугольную "диафрагму", размеры окна которой можно регулировать в пределах  $7 \div 27 \text{ мм}$  по X и  $7 \div 17 \text{ мм}$  по Y.

Необходимость формирования "пучка" электронными методами продиктована в данной постановке опыта тем, что логика выработки кинематического триггера задается проективной геометрией триггерной системы детекторов, т.е. источник эмиссии частиц предполагается четко локализованным. С другой стороны, в процессе экспозиции положение и профиль "естественного" пучка может заметно меняться. Поэтому для однозначного соответствия падающего потока и числа зарегистрированных взаимодействий в мишени траектории всех первичных частиц должны пересекать мишень в пределах "эффективной области", границы которой определяются проекцией секции Т годоскопа на плоскость мишени.

Вырезая с помощью антисчетчиков  $\bar{\Phi}$  и  $\bar{\Gamma}$  подходящую часть ядра "естественного" пучка, положение которого вблизи фокуса контролируется секцией В годоскопа, а полная интенсивность - сцинтилляционным телескопом из счетчиков L и M /в начале и в конце трассы спектрометра вдоль оси пучка/, можно сформировать "эффективную мишень" с достаточно высокой и равномерной по площади светимостью, при минимальном уровне фона /рис.13/.

Черенковский "коллиматор"  $\bar{\Phi}$  экранирует детектор D /имеющий такие же размеры в сомкнутом положении/ от быстрых частиц из рассеянного гало пучка, но не реагирует на медленные протоны и осколки ядер, вылетающие из мишени в заданую полусферу. Это сводит к минимуму возможность потери полезных событий /некогерентные взаимодействия с развалом ядра-мишени/. Для формирования профиля "пучка" вблизи его ядра используются сцинтилляторы  $\bar{\Gamma}_{1,2}$ , чтобы по возможности исключить просчеты в условиях высоких загрузок. Сцинтилляторы имеют небольшие размеры, поэтому вероятность их засветки ядерными фрагментами из мишени невелика.

На рис.12 показана блок-схема электроники установки СМС. Управление и регистрация организованы по обычной системе с использованием, в основном, набора стандартных модулей логической электроники КАМАК, перечень которых дан в именном указателе к рисунку. Специально для установки СМС были разработаны следующие блоки КАМАК:

- Б0С** - программно-управляемый блок для реализации разных логических схем отбора событий. Имеет 62 входа, разделенные на группы и включаемые в совпадения или антисовпадения, и по 2 выхода MONITOR и TRIGGER, логика выработки которых задается по магистрали.
- Б0С2** - дополнение к Б0С'у; используется для включения в MONITOR (TRIGGER) отдельных годоскопических каналов или групп каналов, конфигурация которых обеспечивает формирование "пучка" падающих на мишень частиц с заданными параметрами.
- /ЦВП** - 4- и 6-канальные выносные блоки, преобразующие постоянное напряжение /+12 В/ в постоянное стабилизированное высокое напряжение для питания ФЭУ. Блоки размещаются непосредственно возле ФЭУ в годоскопических модулях и имеют цифровое управление установкой выходного напряжения /<sup>21</sup>/.
- БУП** - блок управления высоковольтными преобразователями напряжения для годоскопических ФЭУ /ЦВП/. Регулирует выходное напряжение на 256 ЦВП в пределах от -300 до -2560 В /с интервалом 10 В/ по команде ЭВМ.
- БКШ** - блок контроля шумов ФЭУ. Периодически сканирует годоскопические ФЭУ и сообщает ЭВМ, соответствуют ли собственные шумы того или иного ФЭУ уровню, зафиксированному в процессе наладки годоскопа. При длительной эксплуатации ФЭУ под постоянным напряжением его собственные шумы стабилизируются, поэтому для сцинтилляционного годоскопа, работающего в координатном режиме, контроль уровня шумов ФЭУ является удобным и достаточно эффективным способом поддержания характеристик детекторов в заданных пределах.
- ЦПО** - цифровая память осциллографа. Преобразует сигнал в цифровой код, помнит до 256 таких кодов; осуществляет периодическое сканирование памяти, декодирование и выдачу сигнала на экран осциллографа - т.е. многократное воспроизведение однажды записанной осциллограммы. Используется с осциллографом С1-82 для визуального контроля временной макроструктуры пучка частиц.

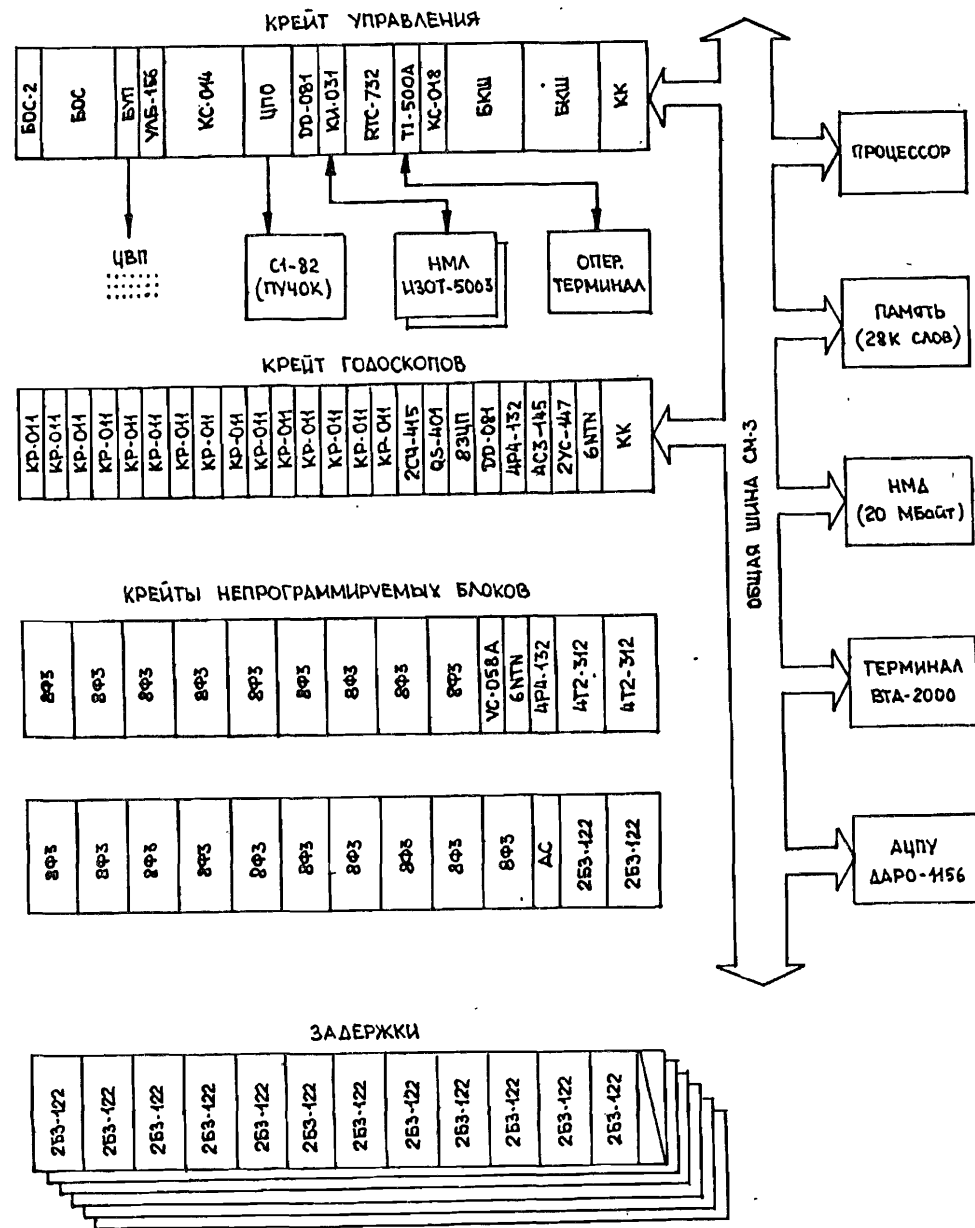


Рис.12. Блок-схема электроники управления и регистрации установки СМС /обозначения см. в тексте и в указателе к рисунку/.

АС - аналоговый сумматор. Используется для выравнивания амплитуд сигналов со счетчиков, имеющих несколько ФЭУ / $\Phi$ ,  $D_1$ ,  $D_2$  и  $\Gamma_{1,2}$ /.

Ряд электронных устройств вспомогательного назначения, или работающих независимо от ЭВМ, на рис.12 не показан. Сюда относятся: комплект высоковольтных выпрямителей БСВ-5 /стандарт ВИШНЯ/ для питания ФЭУ детекторов триггерного комплекса и системы формирования "пучка"; приборы для оперативного отображения состояния аппаратуры по параметрам, не предусмотренным рутинной процедурой контроля, а также для управления различными функциональными элементами установки СМС и магнито-оптической системы канала 4В.

Представленная на рис.12 система регистрации установки СМС функционирует следующим образом. Синхронизованные импульсы со всех ФЭУ преобразуются в стандартные логические сигналы NIM и поступают в блоки КР011; а сигналы с детекторов, включенных в логическую формулу МОНИТОРА и ТРИГГЕРА - кроме того, на входы блоков БОС, БОС2 и ЗУС. По выработке ТРИГГЕРА состояние регистров КР011 заносится в память ЭВМ, играющую роль буфера. Для изображенной на рис.4 конфигурации спектрометра объем буферной памяти допускает регистрацию до 250 событий, форматом 24 16-разрядных слова каждое, за один сброс ускорителя /~ 300 мс/. В промежутке между сбросами содержимое буфера переписывается на магнитную ленту.

Комплекс матобеспечения для ON-LINE обработки поступающей информации позволяет непрерывно контролировать процесс накопления статистики по заданному набору наиболее показательных параметров.

### 3. ХАРАКТЕРИСТИКИ СПЕКТРОМЕТРА

Основные проектные характеристики установки СМС-МГУ:

Область измеряемых углов эмиссии вторичных /лидирующих/ частиц из мишени  $\theta_L$ :  $0^\circ \div 90^\circ$ .

Угловая апертура спектрометрического плеча,  $\Delta\theta$ :  $\pm 10$  мрад /по X/;  $\pm 5$  мрад /по Y/.

Угол отклонения частиц в магните  $\phi$ :  $50 \div 150$  мрад /интервал измеряемых импульсов  $P_L$ :  $/1,0 \div 0,3/P_0^*$ /.

\* В "стандартной" геометрии при  $P_0 \leq 10$  ГэВ/с. Указанные параметры можно варьировать в известных пределах за счет изменения конфигурации годоскопа и режима работы анализирующего магнита.

TARGET EMPTY \* MONITOR 20034 \* TRIGGER 20034 a/

ПРОФИЛЬ ПУЧКА В ПЛОСКОСТИ В .

VXY	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
16:	.	.	.	4	.	.	10	11	6	10	8	11	6	4	4	.
15:	.	.	3	5	9	9	16	19	26	27	14	14	9	10	5	+
14:	.	3	3	5	5	11	17	29	15	18	16	15	8	7	3	3
13:	3	.	3	8	13	26	33	38	42	29	30	9	18	8	7	3
12:	4	.	.	8	15	23	35	55	75	64	44	43	22	14	7	.
11:	+	3	3	14	26	59	128	169	164	148	116	99	57	25	+	+
10:	+	3	12	39	78	169	306	394	347	301	234	146	70	32	5	3
9:	5	6	38	110	189	373	641	724	625	460	340	172	83	31	8	4
8:	+	+	21	94	191	408	651	786	648	479	326	170	73	34	6	5
7:	+	3	8	34	97	223	439	485	446	367	273	165	63	28	4	3
6:	.	.	6	15	35	82	152	207	176	166	123	109	64	30	3	4
5:	.	.	.	6	13	33	53	83	73	70	60	48	28	21	5	4
4:	.	.	3	3	15	14	29	36	41	32	35	19	13	9	6	4
3:	3	.	4	.	8	5	20	26	24	23	20	19	12	9	+	3
2:	+	.	+	4	7	9	18	13	19	17	12	15	14	7	+	3
1:	.	.	3	+	3	5	10	10	27	12	16	7	6	4	6	4

TARGET EMPTY \* MONITOR 15826 \* TRIGGER 9024 б/

ПРОФИЛЬ ПУЧКА В ПЛОСКОСТИ В .

VXY	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
16:	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.
15:	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.
14:	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.
13:	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.
12:	.	.	.	.	.	.	+	.	.	.	.	.	.	.	.	.
11:	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.
10:	.	.	.	+	37	155	231	282	236	157	59	.	.	.	.	.
9:	.	.	.	.	136	448	768	928	827	544	231	+	.	.	.	.
8:	.	.	.	.	68	233	429	555	285	360	162	.	.	.	.	.
7:	.	.	.	.	6	23	52	75	60	56	15	.	.	.	.	.
6:	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.
5:	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.
4:	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.
3:	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.
2:	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.
1:	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.

Рис.13. Поперечный профиль "естественного" /а/ и "сформированного" /б/ пучка протонов вблизи мишени /данные ON-LINE-обработки/. Цифры указывают число частиц, прошедших через каждую из 256 ячеек размером 4x4 мм в плоскости XY секции В годоскопа. Для наглядности цифры 0,1 и 2 изображены значками ".", "," и "+" соответственно.

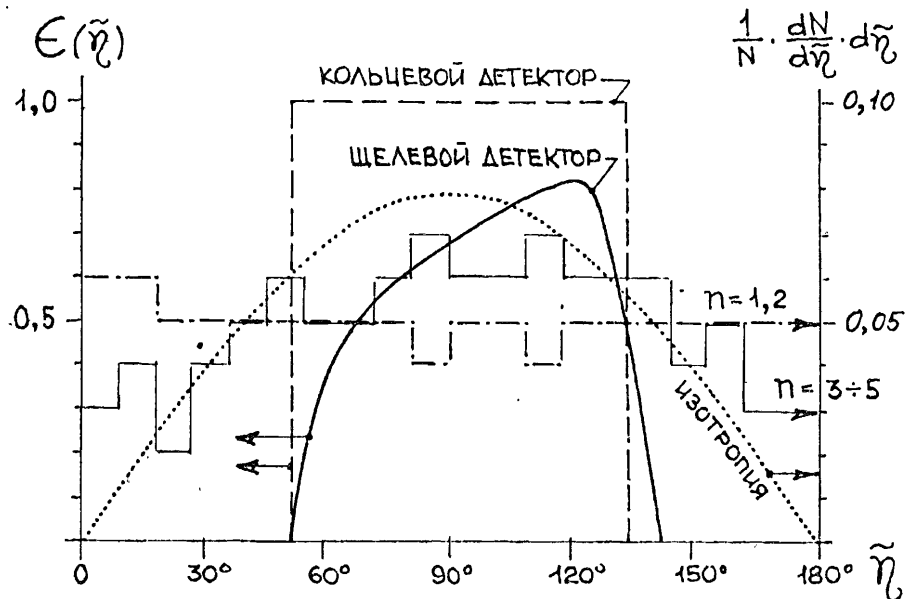


Рис.14. Аппаратурная функция триггерного комплекса детекторов  $\epsilon(\eta)$ , рассчитанная для с.ц.и. pp-столкновения при  $P_0 = 9$  ГэВ/с и  $n = 1$ . Пунктир - идеальная аппаратурная функция /для аксиально-симметричного "ливневого детектора"/. Гистограммы - угловые

распределения ливневых частиц  $\frac{1}{N} \cdot \frac{dN}{d\tilde{\eta}} \cdot d\tilde{\eta}$ , при раз-

личной множественности  $n = n_s - 1$ , построенные по фотоэмульсионным данным при 9 ГэВ<sup>2</sup>/с. Изотропное угловое распределение изображено половинкой синусоиды из точек.

Точность измерения углов  $\theta$  и  $\phi$  не хуже 1 мрад.

Апертура триггерной системы детекторов  $\Delta\eta : \pm 670$  мрад /38°/ по X и Y в л.с.к. /при максимально раздвинутой щели это приблизительно соответствует /90 ± 45°/ в с.ц.и. для pp-столкновения, см. рис.14/\*.

Рис.13-20 дают представление о том, как этот проект реализован на практике. На рисунках приведены предварительные результаты измерений на выведенном пучке протонов с импульсом  $P_0 = 9$  ГэВ/с.

\*См.сноску на стр.24.

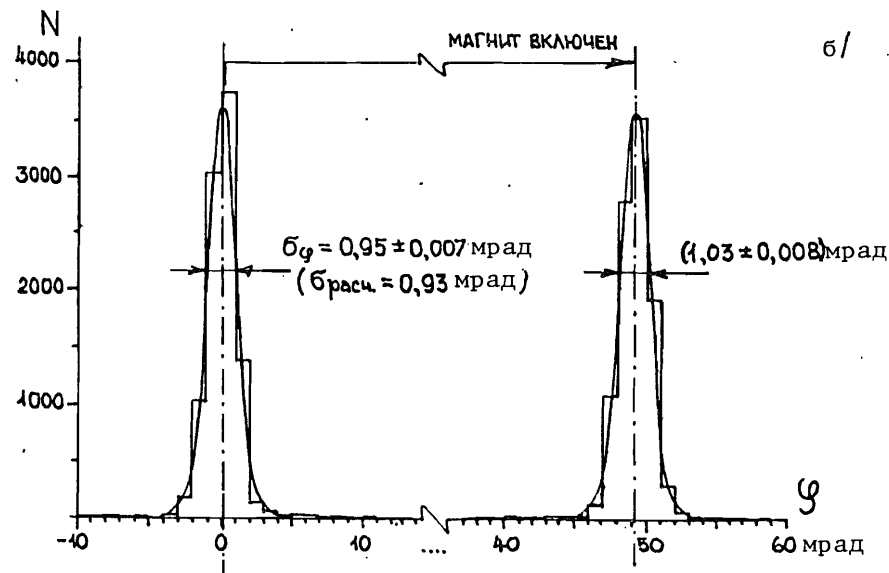
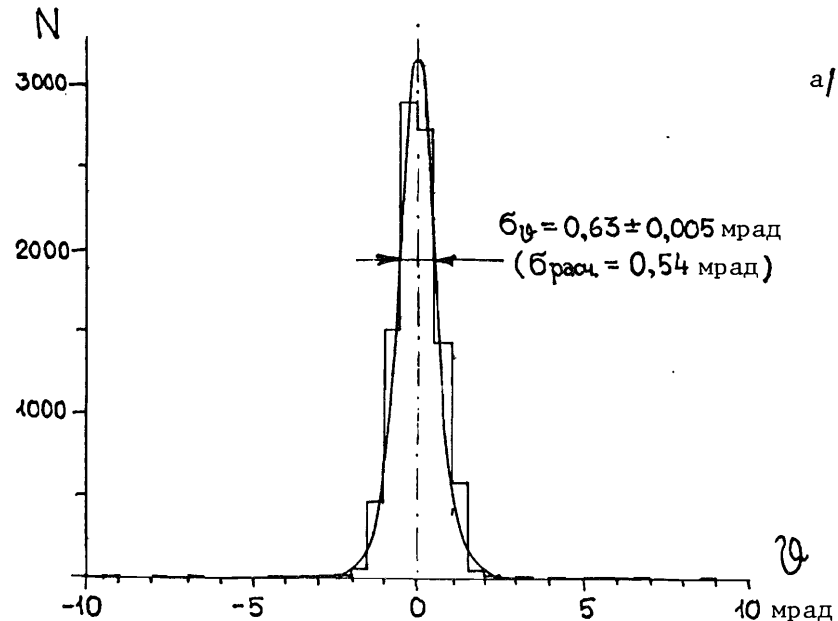


Рис.15. Аппаратурное разрешение спектрометра СМС по углу рассеяния в мишени  $\theta$  /а/ и по углу поворота в анализирующем магните  $\phi$  /б/, измеренное на пучке протонов с импульсом 9 ГэВ/с. Кривые - расчетные оценки для "стандартной" геометрии.

Рис.15 характеризует угловое и импульсное разрешение установки СМС. Измерения выполнены на пустой мишени в положении спектрометрического плеча вдоль пучка  $\theta = 0$ . Изображенные на рис.15 кривые относятся к расчетным оценкам ожидаемых значений среднеквадратичного отклонения  $\sigma_\theta$  и  $\sigma_\phi$ , полученным аналитически с учетом геометрии детекторов, многократного кулоновского рассеяния частиц в сцинтилляторах и воздухе, а также фона от упругих и неупругих ядерных взаимодействий в веществе вдоль трассы спектрометра и случайных совпадений сигналов, обусловленных ограниченным быстродействием электроники регистрации.

Координаты вершины взаимодействия определяются из условия минимума расстояния  $r$  между траекториями первичной и рассеянной частиц. О точности локализации вершины можно судить по рис.16, где показано распределение по  $r^{\min}$  для реконструированных событий, полученное с алюминиевой мишенью в интервале углов эмиссии  $\theta = 32 \pm 10$  мрад /  $\langle \theta \rangle = 27$  мрад/.

Те же события представлены на рис.17 в виде распределения точек эмиссии вторичных /лидирующих/ частиц по z-координате. Вычтен фон на пустой мишени - в основном, это взаимодействия в сцинтилляторах секций В и Т годоскопа. В окрестности начала

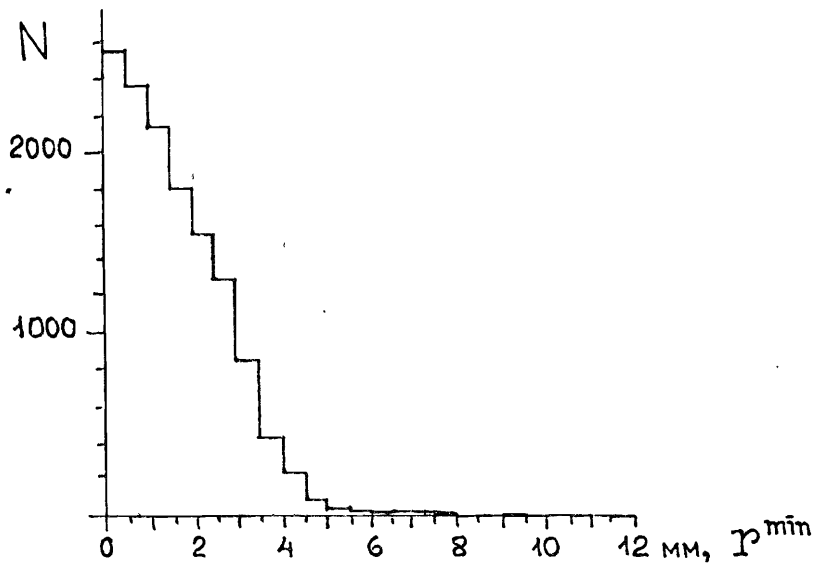


Рис.16. Распределение по величине минимального расстояния  $r^{\min}$  между треками первичной и вторичной /лидирующей/ частиц, при реконструкции вершины взаимодействия.

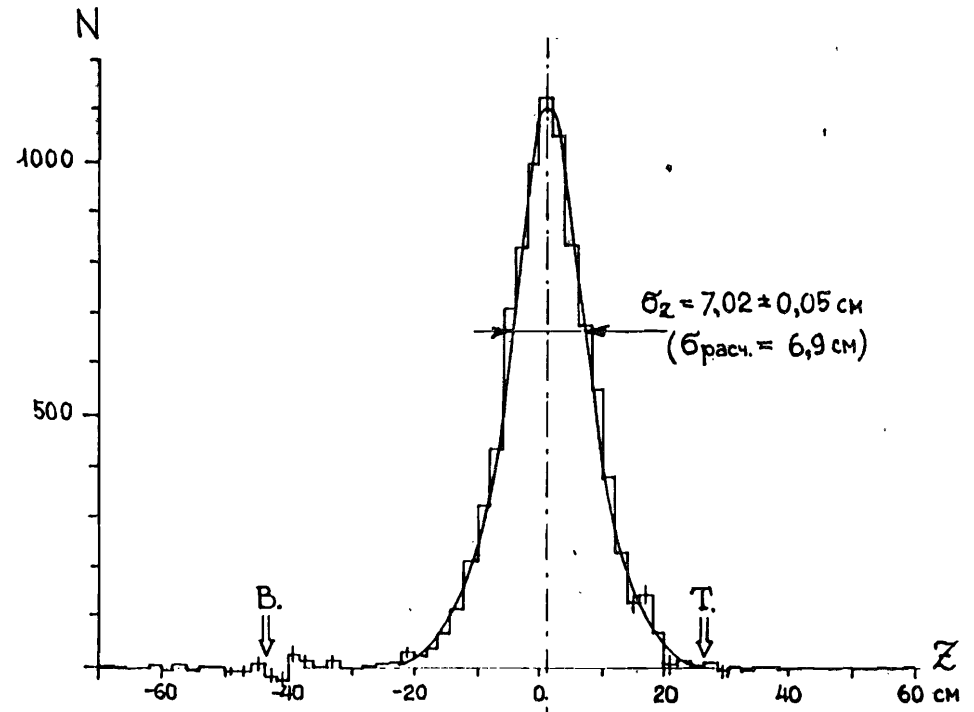


Рис.17. Распределение по z-координате реконструированных точек эмиссии вторичных /лидирующих/ частиц, измеренное в интервале углов  $\theta = 32 \pm 10$  мрад /  $\langle \theta \rangle = 27$  мрад/ с алюминиевой мишенью в точке  $z = 0$ , за вычетом фона. Кривая - ожидаемое распределение, соответствующее расчетной оценке  $\sigma_\theta$  на рис.15а.

координат  $-10 \text{ см} \leq z \leq +10 \text{ см}$ , где помещается мишень, вклад фоновых событий не превосходит 1%.

Рис.19 следует рассматривать как качественную иллюстрацию работы спектрометра в целом и триггерного комплекса детекторов в частности. На рисунке показаны импульсные спектры положительно заряженных вторичных /лидирующих/ адронов  $L^+$ , измеренные под углом  $\langle \theta_L \rangle = 27$  мрад для инклюзивной реакции  $pAl \rightarrow L^+ + X$  /1/ и полуинклюзивной реакции  $pAl \rightarrow L^+ + \pi^{+0}(\eta) + X$  /2/ при  $\eta = 210$  мрад и  $P_0 = 9$  ГэВ/с.

Изображенная на рис.19 кривая представляет спектр для реакции /1/ при  $P_0 = 19,2$  ГэВ/с и  $\theta = 12,5$  мрад - т.е. у обоих инклюзивных спектров /при 9 ГэВ/с и 19,2 ГэВ/с/ каждому  $x = P_L/P_0$  соответствуют приблизительно одинаковые значения  $P_\perp$ .



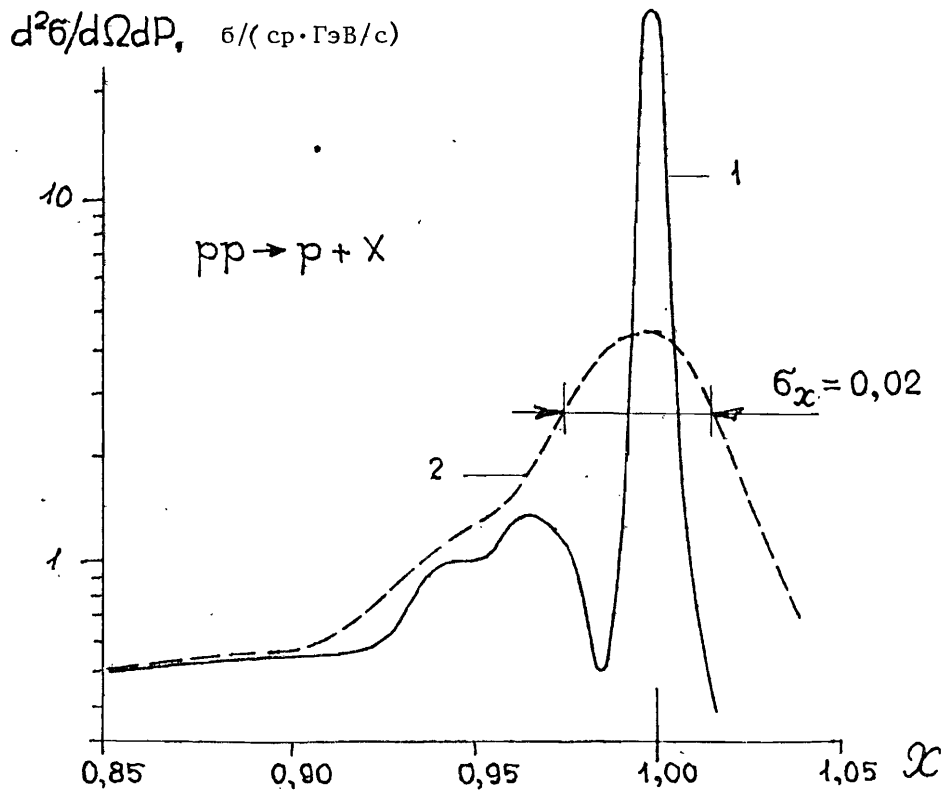


Рис.18. Иллюстрация искажения спектра лидирующих адронов за счет ограниченной точности измерения импульса. Кривая 1 - исходный спектр /реакция  $pp \rightarrow p_L + X$  при  $P_0 = 19,2$  ГэВ/с, <sup>16/</sup>; кривая 2 - как этот спектр выглядит при  $\sigma_x = 0,02$ .

Кривая построена по данным эксперимента <sup>16/</sup> и является суммой дифференциальных сечений для инклюзивных каналов  $pAl \rightarrow p$  и  $pAl \rightarrow \pi^+$ , причем сечение генерации  $\pi^+$  уменьшено пропорционально соотношению между средней множественностью  $\langle n_{\pm} \rangle$  при 9 ГэВ/с и 19,2 ГэВ/с /умножено на 0,7/. Кроме того, для удобства сравнения спектр при 19,2 ГэВ/с искусственно "размазан" соответственно фактическому импульсному разрешению установки СМС. Возникающее из-за этого искажение спектра наиболее существенно там, где истинный спектр имеет нерегулярный характер - т.е. в самой жесткой части спектра поблизости от упругого пика /см.рис.18/.

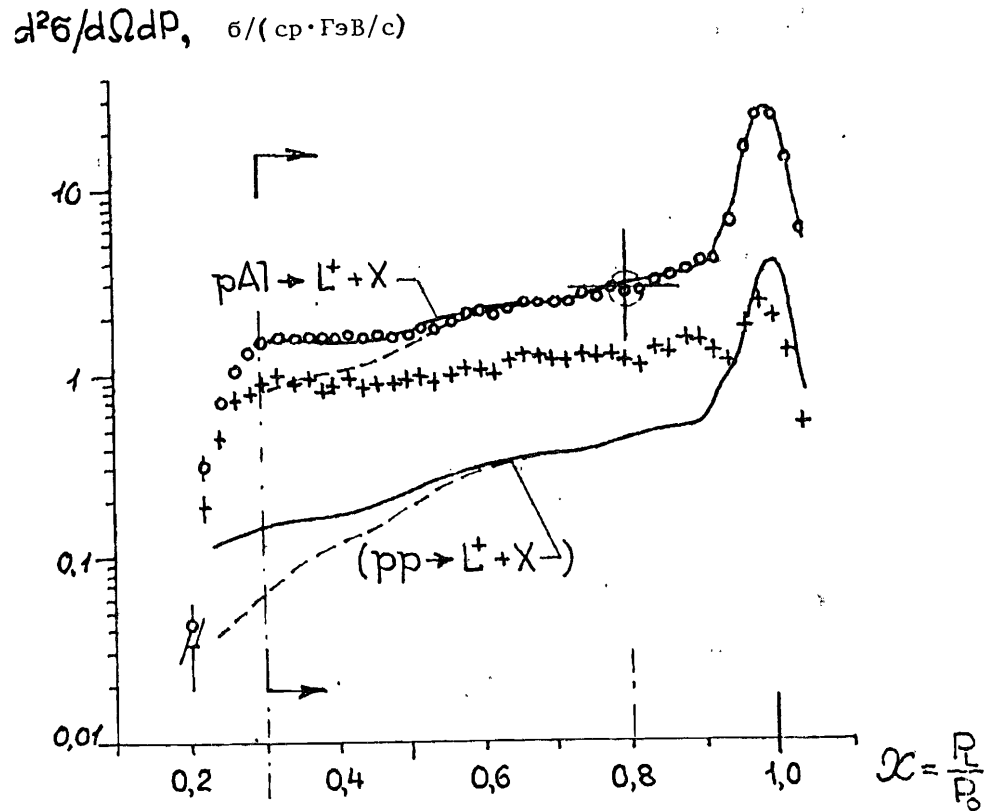


Рис.19. Импульсные спектры лидирующих адронов, измеренные на установке СМС при  $P_0 = 9$  ГэВ/с:  
o - инклюзивный спектр:  $pAl \rightarrow L^+ + X$  /1/,  
+ - "неупругий" спектр:  $pAl \rightarrow L^+ + \pi^0(\eta) + X$  /2/.  
( $\eta = 210$  мрад)

Кривая - инклюзивный спектр  $pAl \rightarrow L^+ + X$  при 19,2 ГэВ/с, полученный из данных работы <sup>16/</sup> и совмещенный в точке  $x = 0,8$  со спектром /1/. Стрелкой показана граница измеряемой области переменной  $x$ .

Инклюзивный спектр при 9 ГэВ/с является результатом непосредственного измерения, без каких-либо поправок, и он просто совмещен с кривой для 19,2 ГэВ/с в произвольно выбранной точке  $x = 0,8$ . При такой нормировке оба спектра практически совпадают на протяжении всей измеренной области  $x$  - т.е.

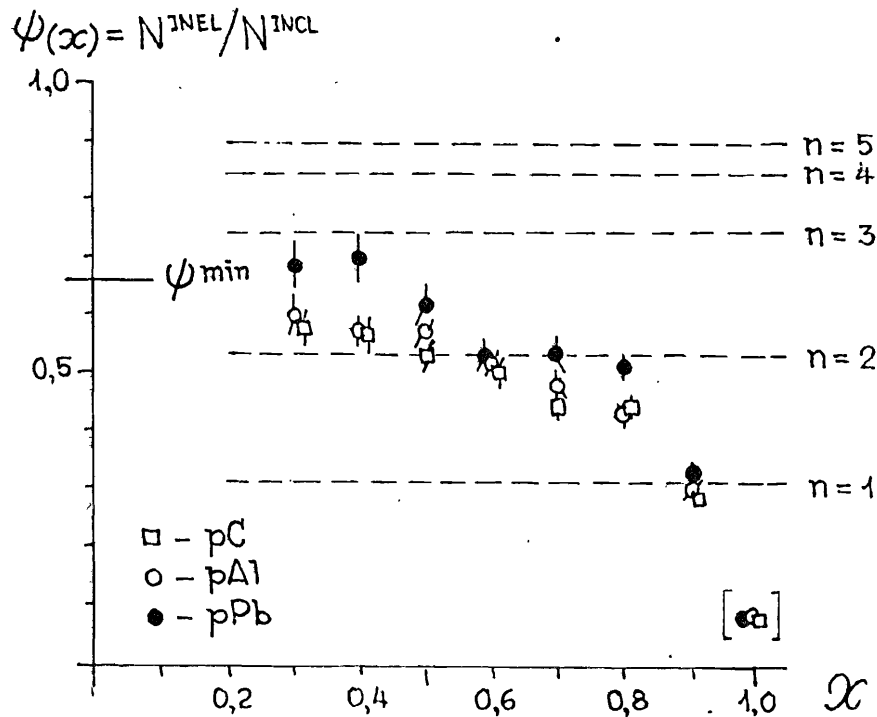


Рис.20. Соотношение между инклюзивным и "неупругим" спектрами при  $P_0 = 9$  ГэВ/с из рис.19,  $\psi(x) = N^{incl}(x) / N^{incl}(x)$ , как функция  $x = P_L / P_0$ . Пунктир значения геометрического фактора  $\langle G \rangle_n$  для разной множественности частиц сопровождения  $n$ , вычисленные с учетом аппаратной функции триггерного комплекса детекторов и углового распределения ливневых частиц /см. рис.14/.

совпадают по форме: абсолютные значения сечений  $d^2\sigma / d\Omega dP$  на рис.19 относятся собственно к инклюзивному спектру при 19,2 ГэВ/с.

Форма полуинклюзивного спектра /2/ - спектра лидирующих адронов  $L^+$  с сопровождением из мишени - существенно иная. Очевидное различие состоит в отсутствии упругого пика при  $x \sim 1$ . Однако помимо физических причин /отбор заведомо неупругих взаимодействий/, на форме спектра /2/ в значительной степени сказывается геометрия триггерного комплекса детекторов.

Показанная на рис.14 аппаратная функция  $\epsilon(\eta)$  приводит к геометрическому фактору  $G_n \approx 1 - 0,58^n$  для случая рождения  $n$  некоррелированных частиц, разлетающихся изотропно в с.ц.и. pp-столкновения при  $P_0 = 9$  ГэВ/с. Формула триггера требует наличия быстрого заряженного адрона  $L^+$  в годоскопических секциях T, S и P спектрометрического плеча установки, поэтому реакции с перезарядкой пучка типа  $p \rightarrow p_L + \pi^+$  исключаются /реакция  $p \rightarrow p + \pi^+$  имеет при  $x \geq 0,8$  на два порядка меньшее сечение/. Иначе говоря, если отвлечься от перезарядки мишени  $pp \rightarrow p_L(p + \pi^-)$  или  $pp \rightarrow p_L(p + \pi^+)$ , множественность быстрых частиц сопровождения в данных условиях должна быть не меньше двух:  $p \rightarrow p_L + \pi^+ \pi^-$  или  $p \rightarrow p_L + (\pi^0 \rightarrow 2\gamma)$ . Следовательно, изотропия эмиссии вторичных частиц в с.ц.и. pp-столкновения соответствует минимальной эффективности регистрации неупругого события  $\psi^{min} = G_2 \approx 0,66$ .

На самом деле угловое распределение ливневых частиц при  $P_0 = 9$  ГэВ/с, даже в среднем, не изотропно /см. гистограммы на рис.14/, и при низкой множественности возможна корреляция между частицами как по азимутальному, так и по полярному углу. Кроме того, реакции с перезарядкой нуклона в ядре-мишени присутствуют при самых разных  $x$  /9/. В результате экспериментально наблюдаемая доля "неупругих" событий  $\psi(x)$  от полного инклюзивного спектра оказывается при больших  $x$  /вне упругого пика/ существенно ниже  $\psi^{min}$ , как это видно из рис.20. Если ориентироваться на оценки значений  $\langle G \rangle_n$ , полученные с учетом средних угловых распределений для разных  $n$  на рис.14 /показано пунктиром на рис.20/, измеренная величина  $\psi(x)$  в интервале  $0,85 \leq x < 0,95$  соответствует множественности  $n = 1$ .

Таким образом, для абсолютной нормировки сечений в неупругих каналах необходимо достаточно подробно исследовать поведение аппаратной функции триггерного комплекса, которая в общем случае зависит от многих параметров, в частности, от типа реакции и области кинематических переменных. В рамках узко эмпирического подхода соответствующее исследование может быть выполнено разными способами. Наиболее очевидный путь - проведение специальной серии измерений с изменяемой конфигурацией детекторов триггерного комплекса, т.е. непосредственное наблюдение поведения функции  $G(x, \eta)$  с последующей экстраполяцией полученной закономерности к  $\eta = 0$ .

Отметим в заключение, что физическая задача эксперимента, как она сформулирована в разделе 1, не требует, вообще говоря, оценки абсолютных сечений, а только их соотношения на разных ядрах. Иными словами, определенные выводы могут быть получены на основании относительных измерений, для которых необяза-

тельно точно знать все особенности поведения геометрического фактора  $G(x, \eta)$ . Тем не менее следует иметь в виду возможное несовпадение значений  $G(x, \eta)$  для разных ядер, обусловленное некоторым различием множественности и угловых распределений ливневых частиц /ср. данные для C, Al и Pb на рис.20/. Поэтому детальный анализ экспериментальной информации все равно сопряжен в какой-то степени с учетом эффектов, вклад которых относительно невелик, но в конечном счете зависит от динамики взаимодействия.

#### ИМЕННОЙ УКАЗАТЕЛЬ СТАНДАРТНЫХ БЛОКОВ КАМАК /к рис.12/

- 2БЗ-122 - Блок из 2 задержек. Используется для синхронизации сигналов с детекторов.
- 8ЗЦП-393 - Блок из 8 зарядово-цифровых преобразователей [Е1]. Используется для амплитудного анализа сигналов с ФЭУ /при работе с многозарядными частицами/.
- КИ-031 - Интерфейс для связи магнитофонов ИЗОТ-5003 с ЭВМ [Е5].
- КК - Крейт-контроллер для связи крейта КАМАК с ЭВМ.
- КР-011 - 16-входовой регистр для записи информации в ЭВМ [Е8]. Блок в 1-й станции "крейта годоскопов" используется для служебной информации /вид прерывания - начало, конец цикла, событие; номер мишени/. Остальные блоки служат для записи в ЭВМ состояния детекторов в момент появления ТРИГГЕРА.
- КС-014 - Блок из 4-х десятичных счетчиков с индикацией [Е8]. Используется для визуального контроля работы детекторов.
- КС-018 - Десятичный счетчик с индикацией [Е7]. Используется для визуального контроля интенсивности пучка.
- 4Р4-132 - Разветвитель сигналов [Е2].
- 4СЗ-145 - Блок из 4-х смесителей [Е2]. Используется для смешения управляющих меток на входе КР-011 /селектора прерываний/, а также как сумматор блокировок разного типа для БОС'а.
- 2С4-415 - Блок из 2-х 100 МГц 24-битных пересчетных схем [Е9]. Используется для измерения интенсивности пучка и числа мониторных импульсов.
- 4Т2-312 - Блок из 4-х таймеров с ручной регулировкой длительности и задержки выходного импульса [Е2]. Используется для задания временных интервалов работы системы регистрации установки СМС /время

- набора статистики, пропуски начала и конца сброса, формирование меток начала и конца сброса/.
- УЛБ-156 - Управляемый логический блок [Е3]. Используется в качестве вспомогательного управляющего элемента /для программной установки и сброса блокировки выработки ТРИГГЕРА/.
- 2УС-147 - Управляемый 8-входовой сумматор [Е4]. Используется для формирования специального "неупругого" ТРИГГЕРА.
- 8ФЗ-113 - Блок из 8 формирователей сигналов. Пороги регулируются от 10 мВ до 1 В, длительность выходного импульса - от 10 до 100 нс [Е2]. Используется для преобразования сигналов с детекторов к стандартным уровням NIM.
- 6NTN-302 - Преобразователь уровней NIM-TTL-NIM [Е2]. Используется для преобразования к стандартным уровням NIM кода номера мишени /блок в "крейте формирователей"/ и синхроимпульса ускорителя /блок в "крейте годоскопов"/.
- DD-081 - Dataway Display - индикатор магистрали /индикация состояния шин крейта/ [POLON].
- TI-500A - Teletype Interface - интерфейс для связи оперативного терминала с ЭВМ [POLON].
- QS-401 - Quad Scaler - блок из 4-х 20 МГц 16-битных пересчетных схем. [POLON]. Используется для счета числа ТРИГГЕРОВ разного типа за сброс ускорителя.
- RTC-732A - Real Time Clock - таймер реального времени [POLON]. Используется для индикации текущего времени, а также в качестве тактового генератора частоты 1 Гц для системы автоматического контроля работы детекторов /БКШ/.
- VC-058A - Voltage Converter - преобразователь напряжения [POLON]. Используется как источник постоянного напряжения  $\pm 12$  В для питания блоков ЦВП.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Мурзин В.С., Сарычева Л.И. Множественные процессы при высоких энергиях. М.: Атомиздат, 1974.
2. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М.: Атомиздат, 1972.
3. Zatzepin G.T. - J.Phys.Soc.Japan; Suppl., A-111, 1962, 17, p.494;  
Изв.АН СССР, сер.физ., 1962, 5, с.647.

4. Фейнберг Е.Л. - В кн.: Проблемы теоретической физики, М.: Наука, 1972, с.248; ЖЭТФ, 1966, 23, с.132.
5. WORKSHOP ON A<sup>2</sup>-PHYSICS - Collection by L. Voyvodic, March 4, 1982 - FERMILAB-Conf-82/22-TH/EXP.2000.000, 1982.
6. Abreu M.G. et al. - Z.Phys., 1984, C25, p.115.
7. Barton D.S. et al. - FERMILAB-Pub-82/64-EXP.7160.451.1982; Phys.Rev., 1983, D27, p.2580.
8. Шабельский Ю.М. Препринт ЛИЯФ им.Б.П.Константинова № 1224, Л., 1986.
9. Демьянов А.И., Мурзин В.С., Сарычева Л.И. - Препринт ИФВЭ АН КазССР № 82-04, Алма-Ата, 1982.
10. Kölbig K.S., Margolis B. - Nucl.Phys., 1968, 6B, p.85.
11. Vemporal C. et al. - Nucl.Phys., 1971, B33, p.397; Mühlmann P. et al. - Nucl.Phys., 1973, B59, p.106; Bensch W. et al. - Phys.Lett., 1975, B55, p.97.
12. Miettinen H.I., Pumplin J. - Phys.Rev.Lett., 1979, 42, N 4, p.204.
13. Давыдов А.П., Коротких В.Л. - ЯФ, 1986, 44, № 5/11/, с.1290.
14. Демьянов А.И., Мурзин В.С., Сарычева Л.И. Ядерно-каскадный процесс в плотном веществе. М.: Наука, 1977.
15. Аблеев В.Г. и др. Препринт ОИЯИ № 1-80-175, Дубна, 1980; ЯФ, 1980, 32, № 11, с.1351.
16. Allaby J.V. et al. Preprint CERN N 70-12, 1970.
17. Whalley M.R. et al. - Univ.of Michigan Rep. UM-HE 79-14, 1979; In Proc.of 16th ICRC, v.6, Kyoto, 1979, p.34.
18. Vardanyan I.N. et al. - In Proc.of 17th ICRC, v.5, Paris, 1981, p.76; In Proc.of 18th ICRC, v.5, Bangalore, 1983, p.167.
19. A'averdyan G.V., Pak A.S., Tarasov A.V., Tseren Ch. Preprint JINR E2-12535, Dubna, 1979.
20. Мурзин В.С., Сарычева Л.И. Взаимодействия адронов высоких энергий. М.: Наука, 1983.
21. Бельзер Л.И. и др. Препринт ОИЯИ № 13-85-850, Дубна, 1985.
22. Alvarez L.W. - Rev.of Scientific Instr., 1960, v.31, N 1, p.76.
23. Никитюк Н.М. Препринт ОИЯИ P11-81-784, Дубна, 1981; ПТЭ, 1983, № 3, с.74; Препринт ОИЯИ P10-85-364, Дубна, 1985.
24. Бельзер Л.И. и др. Препринт ОИЯИ № 13-84-712, Дубна, 1984; ПТЭ, 1987, № 3, с.50.
25. Джилавян Л.З. и др. Препринт ИЯИ АН СССР П-0128, М., 1979.
- E1. Басиладзе С.Г., Будилов В.А., Маньяков П.К. Препринт ОИЯИ № 13-80-857, Дубна, 1980.

- E2. Басиладзе С.Г. и др. Препринт ОИЯИ № 13-10-017, Дубна, 1976.
- E3. Басиладзе С.Г., Парфенов А.Н. Препринт ОИЯИ № 13-7672, Дубна, 1974.
- E4. Басиладзе С.Г., Нгуен Тхи Ша. Препринт ОИЯИ № 13-81-212, Дубна, 1981.
- E5. Вьонг Дао Ви и др. Препринт ОИЯИ № 10-81-755, Дубна, 1981.
- E6. Антюхов В.А. и др. Препринт ОИЯИ № 10-80-650, Дубна, 1980.
- E7. Антюхов В.А. и др. Препринт ОИЯИ № 10-12912, Дубна, 1979.
- E8. Журавлев Н.И. и др. Препринт ОИЯИ № P10-9500, Дубна, 1976.
- E9. Арефьев В.А. и др. Препринт ОИЯИ № P10-7326, Дубна, 1973.

Рукопись поступила в издательский отдел  
8 сентября 1987 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р.55 к.
Д2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р.00 к.
Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р.50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р.30 к.
Д1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р.50 к.
Д10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983.	3 р.50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р.75 к.
Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.00 к.
Д13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р.80 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1985.	3 р.75 к.
Д3,4,17-86-747	Труды V Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1986.	4 р.50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984. /2 тома/	13 р.50 к.
Д1,2-86-668	Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. /2 тома/	7 р.35 к.
Д9-87-105	Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1986. /2 тома/	13 р.45 к.
Д7-87-68	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986	7 р.10 к.
Д2-87-123	Труды Совещания "Ренормгруппа-86". Дубна, 1986	4 р.45 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79. Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.

Бельзер Л.И. и др.

P1-87-591

Экспериментальная установка

"Сцинтилляционный магнитный спектрометр" /СМС-МГУ/

СМС-МГУ - одноплечевой магнитный спектрометр с изменяемой геометрией - запущен в эксплуатацию на ускорителе ЛВЭ ОИЯИ. Основные элементы установки: многоканальный сцинтилляционный годоскоп, имеющий координатное разрешение -1 мм, и система сцинтилляционных и черенковских детекторов, которая обеспечивает отбор на уровне триггера событий с заданной кинематикой. Физическая программа эксперимента сосредоточена на особенностях фрагментации и поглощения адронов в субъядерных масштабах, где могут наблюдаться эффекты, сохраняющие непосредственный отпечаток структуры адронизации кварков. В работе рассмотрены специфические стороны экспериментального подхода к проблеме и представлены некоторые подробности постановки и технической реализации эксперимента.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод авторов

Bel'zer L.I. et al.

P1-87-591

Experimental Installation

"Scintillation Magnetic Spectrometer" /SMS-MSU/

SMS-MSU - a single arm magnetic spectrometer with changeable geometry has been put into operation at JINR accelerator. The basic elements of the apparatus are: a multichannel scintillation hodoscope having coordinate resolution -1 mm; and an array of scintillation and Cherenkov detectors which implements the selection, at trigger level, of events with preset kinematics. The physics programme of the experiment focuses on the features of hadron fragmentation and absorption on a subnuclear scale, where the observable effects would very likely bear an immediate impress of quark hadronization pattern. The specific aspects of the experimental approach to the problem are considered, and some details on the design and technical realization of the experiment are presented.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987