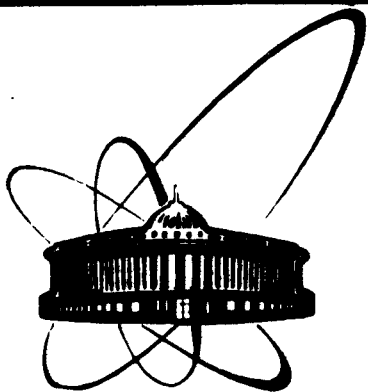


89-119



объединенный  
институт  
ядерных  
исследований  
дубна

M 126

P1-89-119

МАГНИТНЫЙ СПЕКТРОМЕТР  
СО СТРИМЕРНОЙ КАМЕРОЙ  
В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ  
ПРОЦЕССОВ ОБРАЗОВАНИЯ ЧАСТИЦ  
С БОЛЬШИМИ ПОПЕРЕЧНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

Направлено в журнал "Приборы и техника эксперимента"

1989

А.В.Банников, Я.Бэм, Л.С.Вертоградов, С.Высочил,  
Я.В.Гришкевич, А.Дерлицки<sup>3</sup>, А.К.Джавришвили<sup>2</sup>,  
В.Доминик<sup>3</sup>, П.Завада<sup>1</sup>, Я.Закржевски<sup>3</sup>, З.В.Крумштейн,  
М.Кудла<sup>3</sup>, В.Кусмеш<sup>3</sup>, Т.А.Ломтадзе<sup>2</sup>, С.Маевски<sup>3</sup>,  
Ю.П.Мереков, А.А.Николина, В.И.Петрухин, К.Пишка,  
Л.Г.Ткачев, В.В.Токменин, А.И.Харчилава<sup>2</sup>, Н.Н.Хованский,  
Б.А.Хоменко, Ш.Целлар, К.Шафарик, Г.А.Шелков

---

<sup>1</sup>Физический институт ЧСАН, Прага

<sup>2</sup>Институт физики АН ГрССР, Тбилиси

<sup>3</sup>Институт экспериментальной физики Варшавского университета,  
Варшава

## I. Введение

К настоящему времени проведено много экспериментов по изучению адрон-адронных и адрон-ядерных взаимодействий с образованием одной или нескольких частиц с большими поперечными импульсами. Большинство из этих экспериментов выполнено в инклюзивной или полуйнклюзивной постановке. Выяснилось, однако, что для детального изучения механизма таких процессов и проверки описывающих их моделей желательно получение более полной информации о событии в целом. В связи с этим в 1981-1984 гг. был предложен и проведен на ускорителе У-70 ИФВЭ (Серпухов) эксперимент с использованием стримерной камеры в магнитном поле (установка РИСК<sup>[1]</sup>) и мишенью внутри чувствительного объема камеры, что обеспечивало  $4\pi$ -геометрию регистрации заряженных частиц. Установленные в камере конверторы позволили регистрировать электронно-позитронные пары от конверсии  $\gamma$ -квантов. С помощью внешних детекторов отбирались события, в которых рождалась по меньшей мере одна частица с поперечным импульсом выше 1 ГэВ/с.

Использование стримерной камеры накладывает специфические требования на систему отбора событий<sup>[2]</sup>. Сечение изучаемых процессов, составляющее несколько сотен микробарн на нуклон, допустимая толщина мишени ( $\sim 1\%$  длины ядерного поглощения) и реально достижимый акцентанс установки ( $\sim 10\%$ ) приводят к необходимости работать с интенсивностями пучка первичных частиц не менее  $10^5 - 10^6$  частиц/с, чтобы достаточная статистика событий могла быть набрана за разумное время работы ускорителя. При такой интенсивности время памяти стримерной камеры не должно превышать нескольких микросекунд, а это с учетом времени формирования высоковольтного импульса ( $\sim 0,5$  мкс) ограничивает максимально допустимое время выработки решения о регистрации события величиной  $\sim 0,5$  мкс. Большое мертвое время системы высоковольтного питания стримерной камеры и фоторегистраторов ( $\sim 400$  мс) дает возможность регистрировать за один цикл сброса интенсивности ( $\sim 0,7 - 1,5$  с) лишь несколько событий. Отсюда вытекает необходимость максимального снижения доли фоновых запусков установки. Последнее желательно также с точки зрения трудоемкости обработки пленочного материала.

В данной работе приводится описание постановки этого эксперимента. Второй раздел содержит описание пучковой части установки, а также стримерной камеры с мишенями и конверторами. В

третьем разделе описывается принцип работы системы отбора событий ("триггера" установки) и использующихся в ней детекторов - многопроволочных пропорциональных камер. Электроника триггера и система сбора данных описаны в четвертом разделе статьи.

## 2. Пучок и магнитный спектрометр

Пучок отрицательно заряженных частиц с импульсом 38 ГэВ/с, образованных протонами на внутренней мишени ускорителя, транспортировался магнитооптическим каналом (канал 4а) к мишени, расположенной внутри стримерной камеры. Импульсный разброс пучка составлял ~ 1%. Поперечные размеры пучка на входе в камеру -  $1,5 \times 1 \text{ см}^2$ , а его угловая расходимость - ~ 1 мрад. Состав пучка -  $\pi^- : K^- : \bar{p} = 98\% : 1,7\% : 0,3\%$ .

Пучковые частицы, попадающие на мишень, регистрировались телескопом из шести сцинтилляционных счетчиков  $S_2-S_7$  (см. рис.1). Для отклонения гало пучка использовались сцинтилляционные счетчики  $A_1-A_4$ , с размерами  $100 \times 100 \text{ см}^2$  ( $A_1$ ),  $50 \times 50 \text{ см}^2$  ( $A_2$ ),  $20 \times 20 \text{ см}^2$  ( $A_3, A_4$ ) и отверстиями  $\varnothing 10 \text{ см}$ ,  $\varnothing 5 \text{ см}$ ,  $2,0 \times 1,5 \text{ см}^2$  и  $1,5 \times 1,0 \text{ см}^2$  соответственно. При наведении пучка на мишень и формировании его размеров использовались сцинтилляционные годоскопы на годоскопических фотоумножителях [3]. Средняя скорость счета  $M = S_2 + S_7 A_1 + A_4$  составляла ~  $5 \times 10^5$  частиц в секунду.

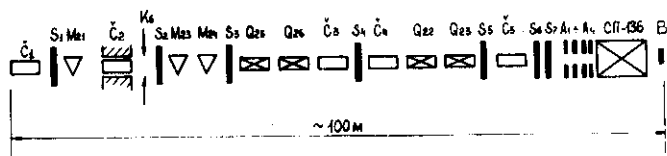


Рис. 1. Схема расположения детекторов на канале 4а серпуховского ускорителя. М - отклоняющие магниты; Q - фокусирующие квадрупольные линзы; K - коллиматор; СП-136 - магнит спектрометра; S, A, B - сцинтилляционные счетчики; C - черенковские счетчики.

Для идентификации сорта налетающей частицы использовалась система из 4 пороговых газовых черенковских счетчиков.  $\pi^-$ -мезоны выделялись сигналом  $M_{\pi} = MC_2$ ,  $K^-$ - мезоны - сигналом  $M_K = MC_2C_3C_4$  и антипротоны - сигналом  $M_p = MC_2C_3C_4C_5$ . Счетчики  $S_1$  и  $C_1$ , показанные

на рис. 1, в триггере не применялись из-за большой временной задержки их сигналов и использовались только для контроля прохождения частиц по каналу. Примесь  $\pi^-$ -мезонов среди выделенных сигналом  $M_K$   $K^-$ -мезонов не превышала 1%. Установленный за стримерной камерой сцинтилляционный счетчик В диаметром 12 см использовался для подавления пучковых частиц, не испытавших взаимодействия.

Сигналы от всех указанных счетчиков поступали на электронный блок выделения взаимодействия и идентификации частиц<sup>[4]</sup>. На выходе этого блока формировались одновременно различные комбинации совпадений и антисовпадений входных сигналов, служившие для мониторинга и контроля пучка, а также вырабатывались стробирующие сигналы для электроники триггера на частицу с большим поперечным импульсом.

Основной частью спектрометра является трехзоровая стримерная камера размерами 4,7 x 0,9 x 0,8 м, помещенная в магнитное поле напряженностью ~ 1,5 Т (рис.2). Синхронные высоковольтные импульсы с амплитудой  $\pm 400$  кВ и длительностью 18 нс, вырабатываемые биполярным генератором Маркса и формирователем Блюмляйна<sup>[5]</sup>, создавали в камере поле напряженностью ~ 20 кВ/см. Камера наполнялась газовой смесью при атмосферном давлении, состоящей из ~ 70% Ne, ~ 30% He и ~ 1% изобутана. Время памяти 1-2 мкс достигалось с помощью малой добавки  $SF_6$ . Чувствительный объем камеры просматривался восемью объективами (четыре стереопары), каждый из которых имел двухкаскадный электростатический усилитель яркости. Изображения, образуемые каждой парой соседних вдоль пучка объективов, проецировались на одну фотопленку, таким образом, полное стереоскопическое изображение объема камеры фотографировалось четырьмя фоторегистраторами<sup>[6]</sup>. С помощью телевизионного монитора<sup>[7]</sup>, на экран которого выводилась проекция внутреннего объема камеры после срабатывания высоковольтной системы, осуществлялся непрерывный контроль качества фотографируемых событий. Точность восстановления координат в горизонтальной плоскости (x, y) составляла 0,35 мм, вертикальной координаты (z) была в ~ 5 раз хуже. Измеренная карта магнитного поля<sup>[8]</sup>, главная компонента которого направлена вертикально, аппроксимировалась методом, описанным в работе<sup>[9]</sup>, при этом точность этой аппроксимации в чувствительном объеме стримерной камеры составляет  $\leq 0,5\%$ . В итоге разрешение по массе для  $K^0$ -мезонов оказалось равным 12 МэВ/c<sup>2</sup><sup>[10]</sup>.

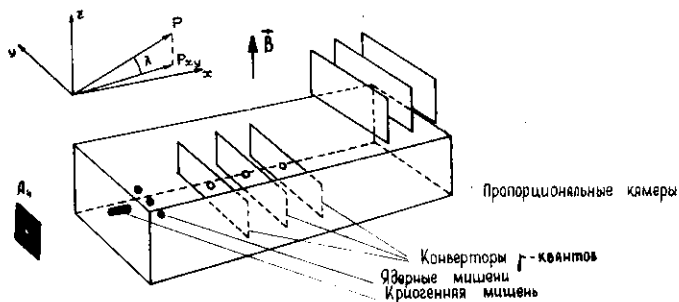


Рис. 2. Расположение мишеней и конверторов в стримерной камере. Показано также положение пропорциональных камер.

В стримерной камере устанавливалась или жидководородная (-дейтериевая) мишень<sup>[11]</sup>, или набор из трех сменных ядерных мишеней. Последние представляли собой пластины овальной формы размерами 5,0 x 3,7 см из углерода, меди и свинца, толщины которых приведены в таблице (использовались два варианта толщин для каждой мишени). Пластины находились внутри продуваемой фреоном цилиндрической оболочки диаметром 8 см из лавсановой пленки. Толщина боковой стенки оболочки равна 100 мкм, толщина торцов - 50 мкм, а длина оболочки по пучку - 3+5 см. Ядерные мишени устанавливались примерно в 30 см от начала чувствительного объема камеры, что позволило измерять и частицы, вылетающие в заднюю полусферу.

Таблица . Толщины использованных в эксперименте мишеней и их ядерные и радиационные эквиваленты ( $L_{\pi}^{inel}$  - длина неупругого ядерного взаимодействия для  $\pi$ -мезонов,  $L^{rad}$  - радиационная длина материала)

	H	D	C	Cu	Pb
$L$ , мм	197	197	14,3 6,84	2,92 0,99	2,04 0,80
$L$ , г-см <sup>2</sup>	1,39	3,19	2,45 1,17	2,62 0,89	2,32 0,91
$L/L_{\pi}^{inel}$ , %	1,83	3,89	2,15 1,03	1,55 0,53	1,05 0,41
$L/L^{rad}$ , %	2,27	2,60	5,73 2,74	20,4 6,90	36,4 14,3

Для регистрации  $\gamma$ -квантов внутрь стримерной камеры помещались конверторы из свинцового стекла ТФ5<sup>[12]</sup>. В данном эксперименте использовались три конвертора с поперечными размерами 0,9 x 0,4 м и толщиной ~ 20% радиационной длины каждый. Первый конвертор был установлен на расстоянии 1,64 м от начала чувствительного объема стримерной камеры (по пучку), а последующие - через 0,6 м. Во всех конверторах было высверлено отверстие диаметром ~ 7 см для прохождения пучка.

### 3. Детекторы системы отбора частицы с большим поперечным импульсом

Выбор детекторов системы отбора и их расположение определялись следующими требованиями:

- система должна выделять положительно и отрицательно заряженные частицы с поперечным импульсом  $p_{\perp}$  выше заданного порога из центральной области быстрот (т.е. вылетающие в диапазоне полярных углов  $\theta^*$  в с.ц.м. адрон-нуклон, близких к  $90^{\circ}$ ),
- геометрический аксептанс триггера для таких частиц должен быть достаточно большим и слабо зависеть от их поперечного импульса,
- триггер должен обеспечить достаточное разрешение по  $p_{\perp}$  в области задаваемых пороговых значений.

Для частиц большого поперечного импульса ( $p_{\perp} \gg m$ , где  $m$  - масса частицы; для  $\pi$ -мезонов  $p_{\perp} \geq 1$  ГэВ/с) углу  $\theta^* \approx 90^{\circ}$ , при энергии пучка 38 ГэВ, соответствует лабораторный угол

$$\theta = \arctg \left( \frac{p_{\perp}}{m_{\perp}} \frac{1}{\beta \cdot \gamma} \right) \approx \arctg \frac{1}{\beta \cdot \gamma} = 14^{\circ} \quad (I)$$

независимо от импульса частицы (здесь  $p_{\perp}$  и  $m_{\perp}$  - поперечный импульс и поперечная масса соответственно,  $\beta$  и  $\gamma$  - коэффициенты лоренц-преобразования из с.ц.м. в л.с.). Такие частицы будут регистрироваться детекторами системы отбора, если последние поместить непосредственно над стримерной камерой в конце магнита (см. рис. 2). При этом в детектор размером - 1,0 x 0,5 м будут попадать частицы, траектории которых имеют углы наклона  $\lambda$  ( $\approx \theta$ ) по отношению к горизонтальной плоскости в интервале  $12^{\circ} < \lambda < 18^{\circ}$ .

В предположении вылета частицы из мишени для определения составляющей импульса  $p_{xy}$ , перпендикулярной главной компоненте магнитного поля, достаточно измерения  $y$ -координат пересечения частицей двух детекторов, расположенных на некотором расстоянии

друг от друга вдоль пучка. Так как поперечный импульс связан с  $P_{xy}$  соотношением

$$p_{\perp} = p_{xy} \sin \theta / \cos \lambda \approx p_{xy} \operatorname{tg} \lambda, \quad (2)$$

то, устанавливая порог на составляющую импульса  $p_{xy}$ , можно выделить тем самым и частицы с большим поперечным импульсом.

Наиболее простой и быстрый отбор частиц по величине  $p_{xy}$  можно организовать, исходя из условия, которому должны удовлетворять координаты прохождения детекторов частицами с импульсами, превышающими некоторое пороговое значение. Для частиц бесконечно большого импульса, траектории которых в магнитном поле являются прямыми линиями, координаты  $y_2^{(\infty)}$ ,  $z_2^{(\infty)}$  пересечения второго детектора линейно связаны с соответствующими координатами в первом детекторе. По мере уменьшения составляющей импульса  $p_{xy}$  отклонение в магнитном поле приводит к тому, что координата  $y_2$  смещается относительно прямой  $y_2^{(\infty)}(y_1)$  в разные стороны в зависимости от знака заряда. Таким образом, отбирая случаи прохождения частицы в интервале  $\pm \Delta y_2(y_1)$  относительно прямой  $y_2^{(\infty)}(y_1)$ , мы будем выделять частицы обоих знаков со значением  $p_{xy}$  выше некоторого порога, причем величина порога как раз и задается значением  $\Delta y_2$ . Из-за уменьшения магнитного поля с высотой над стримерной камерой частицы с большими углами погружения  $\lambda$  отклоняются меньше, чем частицы этого же импульса при меньших  $\lambda$ . Поэтому при одинаковых условиях отбора по координатам  $y_1$ ,  $y_2$  порог по  $p_{xy}$  уменьшается с увеличением угла  $\lambda$ . В отборе по  $p_{\perp}$  этот эффект в какой-то мере компенсируется увеличением  $p_{\perp}$  с ростом  $\lambda$ , как видно из формулы (2).

В качестве координатных детекторов реально использовались три двухкоординатные пропорциональные камеры с чувствительной областью размерами 96 x 48 см. Исходя из требований к триггеру и конструктивных особенностей магнита и стримерной камеры первая пропорциональная камера размещалась на расстоянии 3,25 м от начала чувствительного объема (по пучку), а две последующие — через ~ 30 см. Каждая пропорциональная камера была собрана из пяти электродов в общем газовом объеме: трех высоковольтных, состоящих из вертикальных проволок, диаметром 100 мкм с шагом 2 мм, и двух сигнальных из проволок диаметром 60 мкм с шагом 3 мм. Сигнальные нити для измерения  $y$ -координаты (320 нитей) были натянута вертикально, а для измерения  $z$ -координаты (160 нитей) — горизонтально. Проволоки были изготовлены из позолоченного



молибдена. Точное геодезическое положение пропорциональных камер определялось путем сравнения координат прохождения частиц, рассчитанных из геометрической реконструкции их следов в стримерной камере, с записанными на магнитной ленте номерами сработавших проволок. Пропорциональные камеры постоянно продувались смесью 80% Ar и 20% изобутана с добавкой паров этилового спирта. Плато ~100% эффективности регистрации достигалось при высоковольтном напряжении ~ 5 кВ, а его ширина составляла ~ 300 В (при пороге усилителей-формирователей  $(5 \pm 2)$  мВ, см. ниже).

Расчет методом Монте-Карло для данной конфигурации детекторов показал, что достаточное разрешение для порога по поперечному импульсу достигается при определении координат  $y$  с точностью ~ 1 см. Поэтому для выработки быстрого триггера сигналы от четырех соседних проволок логически суммировались. Для установления порога по поперечному импульсу использовалась матрица совпадений сигналов от вертикальных проволок первой и третьей камеры, МУ13. Значение  $U_3^{(\infty)}(y_1)$  для частиц с бесконечным импульсом определялось экспериментально, путем выключения магнитного поля (при этом все частицы летят по прямым траекториям, как в случае частицы с бесконечным импульсом в магнитном поле). Число каналов по  $U_3$ , включенных в матрицу совпадений МУ13 для данного  $y_1$  в области около  $U_3^{(\infty)}(y_1)$ , бралось из расчета методом Монте-Карло и зависело от выбранного порога по поперечному импульсу. Для одного из установленных порогов (1,4 ГэВ/с) включение каналов в матрице МУ13, восстановленное по информации, записанной на магнитной ленте в ходе эксперимента, показано на рис. 3. Для уменьшения числа фоновых запусков в триггер были включены еще две дополнительные матрицы совпадений: МУ23 - между сигналами от вертикальных проволок второй и третьей камер и МЗ13 - между сигналами от горизонтальных проволок первой и третьей камер. Сигналы от четырех проволок объединялись в один канал также и для этих матриц. Матрица МУ23 не менялась и использовалась достаточно широко для всех порогов, устанавливаемых матрицей МУ13. Матрица МЗ13 отбирала заряженные частицы, вылетающие из мишени под соответствующими углами  $\lambda$ .

Описанная система триггера, использующая матрицы совпадений, отбирает частицы с заданными поперечными импульсами однозначно только в том случае, если через каждую плоскость пропорциональных камер проходит всего одна частица. Вероятность ложного

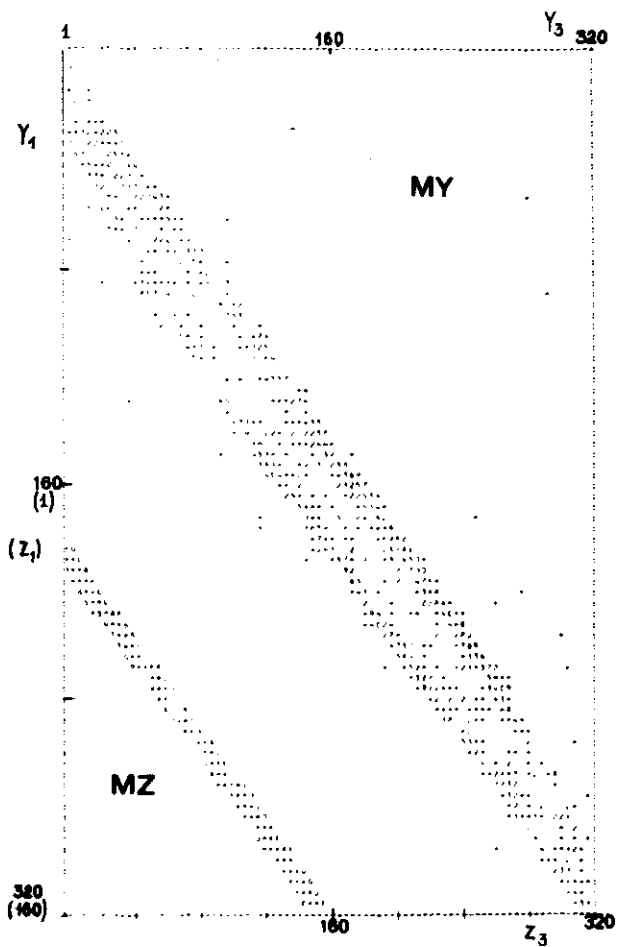


Рис. 3. Гистограммы отсчетов в первой и третьей пропорциональных камерах при отборе с помощью матриц совпадений MY13 и MZ13 для порога по поперечному импульсу 1,4 ГэВ/с.

срабатывания увеличивается с числом частиц, зарегистрированных камерами в одном событии. Поэтому в триггер вводилось дополнительное условие, отключающее события, в которых число кластеров в первой или третьей камерах было больше чем 3,  $MCC(y_{1,3}) > 3$ , причем под кластером подразумевался одиночный или два рядом сработавших канала, заведенных в матрицу МУ13. Поскольку в пропорциональные камеры могут попадать только частицы с поперечными импульсами выше  $\approx 0,6$  ГэВ/с (см. ниже), вылетающие из мишени в небольшом телесном угле, такое ограничение с пренебрежимо малой вероятностью отключает реальные события. Последнее проверялось, во-первых, на результатах измерений событий, полученных в пропановой пузырьковой камере при энергии 40 ГэВ [13], и, во-вторых, по данным набора части статистики, когда последнее условие было снято.

В итоге полный триггер отбора событий с образованием частицы с большим поперечным импульсом задавался как

$$T = M_h \cdot B \cdot \text{МУ13} \cdot \text{МУ23} \cdot \text{МЗ13} \cdot \text{MCC}(y_1) > 3 \cdot \text{MCC}(y_3) > 3, \quad (3)$$

где  $h = \pi, K$  или  $\bar{p}$ .

Для определения аксептанса установки вычислялась ширина интервала (или нескольких интервалов) по азимутальному углу, в котором заряженная частица определенного знака,  $p_{\perp}$  и  $\theta$ , удовлетворяет условиям триггера (3). Для значений  $p_{\perp}$  вблизи порога, при которых координаты пересечения детекторов частицами попадают на край области, разрешенной матрицами совпадений, нужно учесть еще следующее: во-первых, так как эта область задана дискретными значениями координат (с шагом 1,2 см), в интервале по азимутальному углу возникают разрывы; во-вторых, даже если координаты пересечения не попадают в область, разрешенную матрицей совпадений, но находятся недалеко от ее границы, условия триггера могут быть выполнены, когда при прохождении частицы через пропорциональную камеру появляются сигналы на нескольких рядом расположенных проволочках (кластер). Оба эти эффекта учитывались методом Монте-Карло: в ранее вычисленном интервале разыгрывался азимутальный угол  $\phi$ , а распределение по множественности проволочек в кластере определялось прямо в эксперименте. Аксептанс  $A^{\pm}(p_{\perp}, \theta)$  для событий, в которых только одна частица может потенциально удовлетворить условиям триггера при повороте события вокруг оси пучка, определен в предположении равномерного распределения по азимутальному углу. Наличие событий, в которых имеется

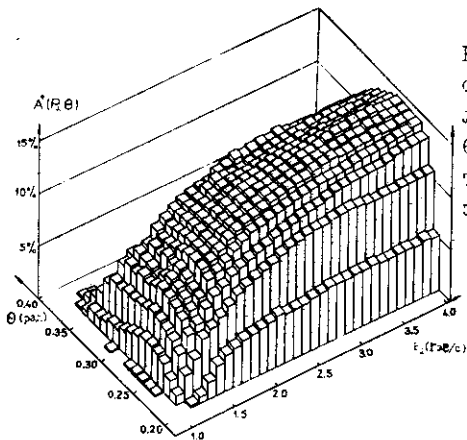


Рис. 4. Зависимость акцептанса от поперечного импульса  $p_{\perp}$  и лабораторного полярного угла  $\theta$  для положительно заряженных триггерных частиц при использовании ядерной мишени.

потенциально больше одной триггерной частицы, приводит к незначительному увеличению акцептанса, поскольку доля таких событий мала.

Зависимость акцептанса от  $p_{\perp}$  и  $\theta$  показана на рис. 4 для положительно заряженных триггерных частиц, генерированных в ядерной мишени. Матрица совпадений МУ13 в этом случае настроена на расчетный порог по  $p_{\perp}$   $\sim 1,4$  ГэВ/с (одна из реально использованных в эксперименте конфигураций). На рис. 5 показана зависимость акцептанса от  $p_{\perp}$ ,  $\int A^+(p_{\perp}, \theta) d\theta$ , а также вероятность попадания частиц в пропорциональные камеры с выключенными матрицами совпадений. Регистрация частиц с поперечными импульсами ниже установленного порога обусловлена эффектами, которые обсуждались выше. Они приводят к ухудшению разрешающей способности по  $p_{\perp}$  системы отбора до  $\sim 400$  МэВ/с в области порога. На рис. 6 приведена зависимость акцептанса от  $\theta^*$  (полярного угла в с.ц.м. адрон-нуклон),  $[\int A^+(p_{\perp}, \theta) dp_{\perp}] \cdot d\theta^*/d\theta$  в предположении, что триггерная частица имеет массу  $\pi$ -мезона. Триггер отбирает  $\pi$ -мезоны с большим поперечным импульсом в области  $\theta^* \approx 85^{\circ} - 120^{\circ}$ . Для триггерных K-мезонов и протонов (антипротонов) приближение (1) несправедливо, и точное выражение для лоренц-преобразования приводит к тому, что область отбора по углу  $\theta^*$  в этом случае сдвинута к большим значениям, т.е. в заднюю полусферу в с.ц.м. адрон-нуклон.

Поведение акцептанса для частиц другого знака, а также в случае использования водородной (дейтериевой) мишени отличается от рассмотренного выше только незначительно.

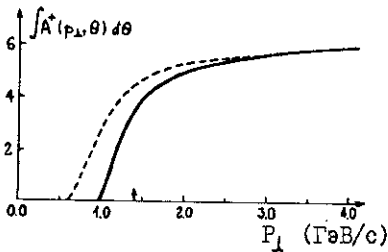


Рис. 5. Зависимость акцептанса (в произвольных единицах) от поперечного импульса  $p_{\perp}$ : сплошная кривая — для полного триггера (3); пунктирная кривая — без матриц совпадений.

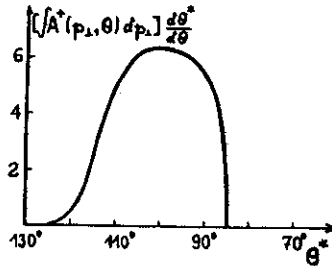


Рис. 6. Зависимость акцептанса (в произвольных единицах) от полярного угла  $\theta^*$  в системе центра масс адрон-нуклон.

#### 4. Электроника триггера и сбор данных

Непосредственно на пропорциональных камерах были установлены усилители-формирователи импульсов от сигнальных проволок на основе гибридной микросхемы K243AP1<sup>[14]</sup>. Порог чувствительности усилителей при входном сопротивлении 1,3 кОм составлял  $5 \pm 2$  мВ. На одной печатной плате размещалось 8 каналов. Уровень подавления перекрестных связей между соседними каналами был не менее 60 дБ. TTL-сигналы из выходных транзисторов, включенных по схеме с открытым коллектором, поступали на 32-канальные регистры 922G2 фирмы POLON<sup>[15]</sup> в стандарте КАМАК с одновибраторными задержками длительностью до 700 нс. Для электроники отбора событий в регистры было введено дополнение: на внешний разъем выводились сигналы с одновибраторов, объединенные по 4. Эти сигналы поступали на матрицы совпадений MY, MZ и на мажоритарную схему совпадений MCC, выполнявшую отбор по числу кластеров (см. рис. 7).

Матрицы совпадений были реализованы следующим образом: сигналы из регистров от одной плоскости поступали на коммутационное поле, выполненное на диодных ключах, на выходе которого появлялись сигналы в каналах, соответствующих разрешенным

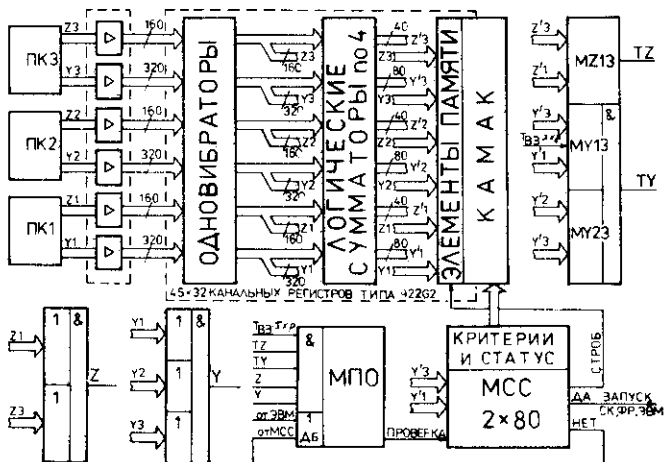


Рис. 7. Блок-схема электроники системы отбора.

каналам второй плоскости; сигналы от второй плоскости заводились на совпадение с выходными сигналами от коммутационного поля и затем полученные сигналы совпадений логически суммировались. Для матрицы MY13 вместо диодных ключей использовались транзисторные, в которых переход база-эмиттер управлялся напряжением на коллекторе. Это давало возможность оперативно менять ширину коммутационного поля и, следовательно, порог отбора по  $p_{\perp}$ . Более того, имелась возможность управлять шириной коммутационного поля быстрым сигналом и таким образом использовать одновременно разные пороги по  $p_{\perp}$  для разных сортов налетающих частиц.

В блок предварительного отбора событий МПО поступали сигналы решений от матриц совпадений MY13, MY23 и MZ13, сигнал из блока выделения взаимодействия и идентификации частиц  $T_{VZ}^h = M_{hV}$ , а также логические суммы сигналов для плоскостей  $u_1$ ,  $u_2$ ,  $u_3$ ,  $z_1$  и  $z_3$ . Одновременно в мажоритарной схеме совпадений МСС проводился подсчет чисел кластеров в плоскостях  $u_1$  и  $u_3$ . Условия, которым должны были удовлетворять числа кластеров, задавались с помощью переключателей на внешней панели блока МСС. В случае совпадения сигналов на входах блока МПО проверялись условия мажоритарности и при положительном решении вырабатывались сигналы стробирования регистров, а также сигналы запуска стримерной камеры и старта передачи информации из крейтов КАМАК в ЭВМ. Блок МПО блокировался

до появления сигнала деблокировки на его входе ДБ, который поступал или по окончании чтения содержимого крейтов КАМАК, или от схемы МСС, если условия мажоритарности не выполнялись. Схемная реализация блоков соответствует аналогичным блокам, описанным в работе [16].

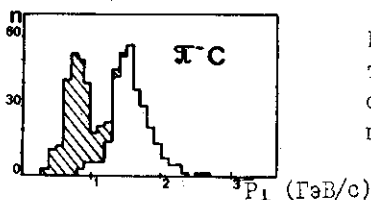


Рис. 8. Спектр поперечных импульсов триггерных частиц. Заштрихованная область появляется в этом спектре при отключении блока МСС.

На рис. 8 продемонстрировано влияние на работу триггера включения ограничений на числа кластеров  $MCC(y_1) > 3$  и  $MCC(y_2) > 3$ . В спектре по поперечному импульсу триггерных частиц, полученному в результате измерения и геометрической реконструкции их следов в событиях, отобранных при отключенной схеме МСС, видна большая доля фоновых срабатываний при  $p_{\perp}$  значительно ниже установленного порога. Они вызваны, скорее всего, регистрацией в пропорциональных камерах одновременно нескольких заряженных частиц от вторичных взаимодействий в материале стенок стримерной камеры, пропорциональных камер и стенках магнита. При включении в триггер приведенного выше условия этот фон практически полностью исчезает.

Задержка сигнала запуска стримерной камеры от момента прохождения частиц через установку составляла  $\sim 0,4$  мкс, что вместе с временем для выработки высоковольтного импульса ( $\sim 0,5$  мкс) не превышало времени памяти стримерной камеры ( $\sim 1$  мкс). Сигнал запуска поступал также во входной регистр крейта, связанного с ЭВМ, и появление этого сигнала инициировало передачу содержимого регистров пропорциональных камер и другой контрольной информации из крейтов КАМАК в ЭВМ ЕС-1040 [17]. Время передачи одного события составляло  $\sim 5$  мс, после чего электроника могла регистрировать следующее событие. Запуск стримерной камеры блокировался отдельной схемой до появления разрешающих сигналов окончания зарядки генератора высоковольтных импульсов и перемотки пленки в фоторегистраторах. Мертвое время установки определялось последним фактором и составляло  $\sim 400$  мс. По окончании сброса интенсивности ускорителя в ЭВМ передавалась информация,

содержащая, в основном, контрольные мониторные счета за предшествующий цикл.

### 5. Заключение

На базе спектрометра РИСК (стримерная камера в магнитном поле) создана аппаратура для отбора событий, в которых образуется заряженная частица с большим поперечным импульсом. Основными детекторами системы отбора являются три двухкоординатные многопроволочные пропорциональные камеры с подключенными к ним матрицами совпадений сигналов от отдельных плоскостей. Система выделяет события, в которых вторичная заряженная частица имеет  $p_{\perp}$  выше порога, устанавливаемого в пределах  $(1,0 + 1,5)$  ГэВ/с, и вылетает в центральной области быстрот, т.е. под полярным углом в системе центра масс адрон-нуклон около  $90^{\circ}$ . При этом эффективность отбора события слабо зависит от значения  $p_{\perp}$ . Задержка решения о регистрации события относительно прохождения частиц через установку ( $\sim 0,4$  мкс) удовлетворяет временным требованиям для работы со стримерной камерой РИСК.

Описанная система проработала на ускорителе У-70 ИФВЭ Серпухов  $\sim 1500$  часов, и с ее помощью было зарегистрировано  $\sim 200$  тыс. кадров. После просмотра и геометрической реконструкции полученной фильмовой информации была определена доля фоновых событий, отобранных триггером. Она составляет  $\sim 50\%$ , причем основными источниками фоновых срабатываний являются: взаимодействия вне мишени; запуск установки частицей, образованной в конверторах  $\gamma$ -квантов; триггер, вызванный частицей из вторичного взаимодействия или неотключенного гало пучка. При этом большинство не подлежащих измерению кадров можно идентифицировать на стадии просмотра пленки.

В заключение авторы приносят благодарность сотрудникам ИФВЭ (г.Серпухов) А.И.Ронжину за помощь в работе и В.А. Маишеву за содействие при выводе пучка, Э. Салапе (Варшавский университет) и Я. Яни (ЦИФИ, Будапешт) за участие в наладке электроники, а также сотрудникам СЭО ОИЯИ: Э.И.Мальцеву за внимание и поддержку, Б.А.Муравьеву за вклад в монтаж и эксплуатацию установки, В.Н.Виноградову и его группе за наладку и обслуживание криогенной мишени, Н.В.Горбунову, Н.Ф.Фурманцу и другим сотрудникам вычислительного центра СЭО ОИЯИ за участие в разработке и обеспечении надежной работы системы связи установки с ЭВМ ЕС-1040.



### Литература

- [1] Javrišvili A.K. et al.- Nucl. Instr. and Meth., 1980, v.177, p.381;  
Бом Г. и др.- ЯФ, 1982, т.35, вып.3, с.700;  
Boos E.G. et al.- Z. Phys. C - Particles and Fields, 1984, v.26, p.43;  
Adam Gy. et al.- Preprint JINR E1-84-442, Dubna, 1984;  
Baerwolff H. et al.- Z. Phys. C - Particle and Fields, 1986, v.31, p.65.
- [2] Крумштейн Э.В. и др.- ПТЭ, 1983, 5, с.61.
- [3] Васильченко В.Г. и др.- ПТЭ, 1978, 4, с.183;  
Baldin V.Yu. et al.- Nucl. Inst. and Meth., 1981, v.180, p.483;  
Васильченко В.Г., Рыкалин В.И.- ПТЭ, 1987, 1, с.7.
- [4] Гребенюк В.М. и др.- Сообщение ОИЯИ P13-84-293, Дубна, 1984.
- [5] Вертоградов Л.С. и др.- ПТЭ, 1978, 3, с.31;  
Вертоградов Л.С. и др.- ПТЭ, 1985, 2, с.26;  
Банников А.В. и др.- ПТЭ, 1985, 2, с.36.
- [6] Андреев Е.М. и др.- Сообщение ОИЯИ I3-8550, Дубна, 1975.
- [7] Бечер Ю. и др.- Сообщение ОИЯИ P13-I2473, Дубна, 1979;  
Бутенко Б.А. и др.- Proceedings of X Int. Symposium on Nuclear Electronics, 10 -16 April 1980, Dresden, GDR, v.2, p.44, ZfK 433, Dresden, 1981.
- [8] Бер Ю. и др.- Сообщение ОИЯИ I3-81-640, Дубна, 1981.
- [9] Байрамов А.А. и др.- Сообщение ОИЯИ I-82-679, Дубна, 1982.
- [10] Baerwolff H. et al.- Preprint PHE86-04, Berlin-Zeuthen, 1986.
- [11] Борзунов Ю.Т. и др.- Сообщение ОИЯИ P13-80-88, Дубна, 1980.
- [12] Банников А.В. и др.- Препринт ОИЯИ I3-87-714, Дубна, 1987.
- [13] Абдурахимов А.У. и др.- ЯФ, 1973, т.18, вып.3, с.545;  
Ангелов Н. и др.- ЯФ, 1975, т.21, вып.2, с.328;  
Ангелов Н. и др.- ЯФ, 1977, т.25, вып.5, с.1013.
- [14] Бару С.Е. и др.- ПТЭ, 1975, 4, с.105.
- [15] Аблеев В.Г. и др.- Препринт ОИЯИ I3-8829, Дубна, 1975.
- [16] Адам Д. и др.- Препринт ОИЯИ I3-88-130, Дубна, 1988.
- [17] Горбунов Н.В. и др.- Сообщение ОИЯИ IO-80-487, Дубна, 1980;  
Клишварди А. и др.- ПТЭ, 1984, 5, с.60.

Рукопись поступила в издательский отдел  
21 февраля 1989 года.