

СЗ45п  
В-19

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



1/16 74

1258/2-74

1 - 7658

Б.В.Василишин, Н.Гиордэнеску, Р.Т.Малашкевич,  
В.С.Ставинский

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ УСКОРИТЕЛЯ  
В КАЧЕСТВЕ СПЕКТРОМЕТРА  
ЧАСТИЦ МАЛОЙ ЭНЕРГИИ

**1974**

**ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ**

1 - 7658

Б.В.Василишин, Н.Гиордэнеску, Р.Т.Малашкевич,  
В.С.Ставинский

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ УСКОРИТЕЛЯ  
В КАЧЕСТВЕ СПЕКТРОМЕТРА  
ЧАСТИЦ МАЛОЙ ЭНЕРГИИ

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

В работе показано, что магнитное поле синхрофазотрона ОИЯИ может быть использовано в качестве спектрометра медленных частиц для измерения вероятности кумулятивного мезообразования.

#### *А. Параметры магнитного спектрометра*

Измерение магнитного поля ускорителя в конце III квадранта, выполненное в 1965 году с точностью  $\pm 3\%$  /1/, дало возможность рассчитывать траектории заряженных частиц внутри ускорителя с учетом нелинейных членов. Были составлены программы для БЭСМ-4 /2/ и для БЭСМ-6.

Для расчетов системы дифференциальных уравнений внутри квадранта используется цилиндрическая система координат, центр которой совпадает с центром квадранта ускорителя - рис. 1 /в прямолинейном промежутке интегрирование выполнялось в декартовой системе координат/; отсчет азимута  $\Psi$  производится в соответствии с направлением движения пучка: плоскость  $(R, \Psi, O)$  совпадает со средней геометрической плоскостью ускорителя, а расстояние  $\pm z$  отсчитывается от нее.

Направление траектории в каждой точке характеризуется горизонтальным углом  $\alpha_{\parallel}$  /угол между касательной к горизонтальной проекции траектории и касательной к координатной окружности, проходящей через эту точку/ и вертикальным углом  $\alpha_{\perp}$  /угол между касательной к вертикальной проекции траектории и плоскостью  $(R, \Psi, O)$ /.

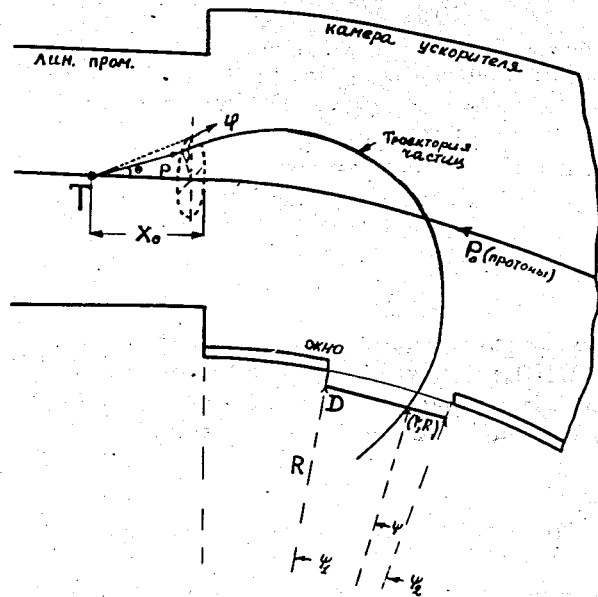


Рис. 1. Общий вид "спектрометра": Т - мишень; D - детектор; R,  $\Psi$ , z - цилиндрические координаты; p,  $\theta$ ,  $\phi$  - импульсы и углы вылета рождающихся частиц на мишени.

В конкретных расчетах рассматривался вариант "спектрометра", состоящего из внутренней мишени Т, установленной в прямолинейном промежутке ускорителя, поля ускорителя и детекторов D на выходе первого окна ускорителя /рис. 1/.

Ускоренные протоны, сбрасываемые на мишень Т, имеют импульс порядка 10 ГэВ/с. Импульс вторичных частиц, вылетающих из мишени "назад", соответствует области несколько сот МэВ. Это позволяет анализ частиц по импульсу осуществлять магнитным полем ускорителя с последующей регистрацией их детекторами на выходе из окна.

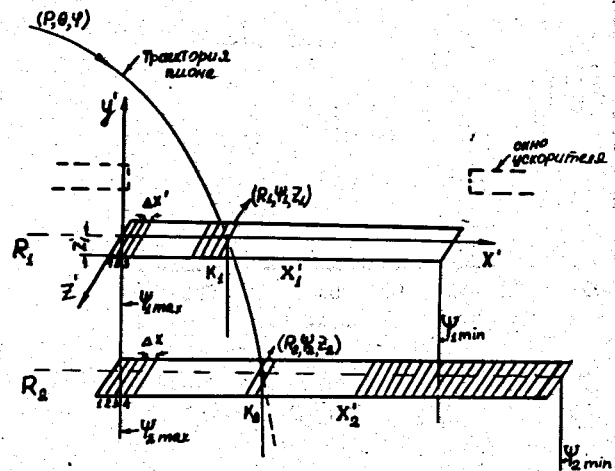
Координаты и угол входа частиц в детектор определяют кинематику инклюзивного процесса: импульс и угол вылета мезона из мишени. Зная

- радиус R,
  - средний азимут и его интервал  $\Psi, \Delta\Psi,$
  - горизонтальный угол и его интервал  $\alpha_{||}, \Delta\alpha_{||},$
  - размер детектора по z  $2\Delta z,$
  - светимость спектрометра  $\Delta\Omega\Delta p,$
- мы можем определить средний импульс частиц, вылетающих из мишени, и их выход:

$$p, \theta, \frac{d^2N}{d\Omega dp} \quad /2/$$

Обычно для достижения этой цели делаются расчеты по методу Монте-Карло с учетом:

- особенностей спектра рождения частиц,



$$R_1 = 2880 \text{ cm} \quad \Psi_{1, \min} = 149327 \text{ rad} \\ \Psi_{1, \max} = 151542 \text{ rad}$$

$$R_2 = 2650 \text{ cm} \quad \Psi_{2, \min} = 148511 \text{ rad} \\ \Psi_{2, \max} = 151542 \text{ rad}$$

$$y' = 30 \text{ cm} \\ \Delta X' = 2 \text{ cm} \\ z'_i = 5 \text{ cm}$$

Рис. 2. Два "детектора" с длинами  $X'_1$  и  $X'_2$  расположены на выходе первого окна: поверхности детекторов разделены на участки шириной  $\Delta X'$ .

- конечных размеров, поглощения, многократного рассеяния в мишени,
- движения в магнитном поле ускорителя, для которого карта поля известна с определенной точностью,
- поглощения и рассеяния в веществе окна ускорителя и детекторов,
- разных поправок, связанных с временем жизни частицы, фоновыми условиями, эффективностью регистрации, мониторингом и т.д.

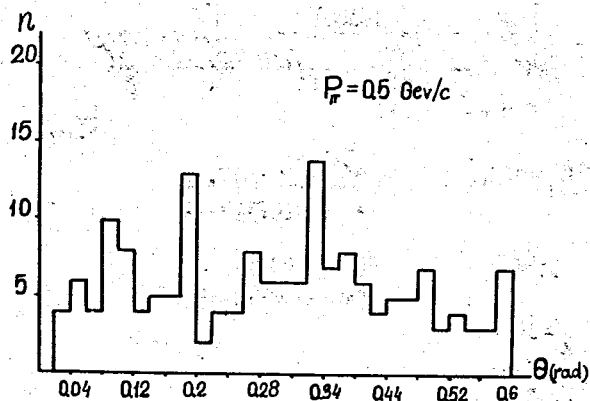
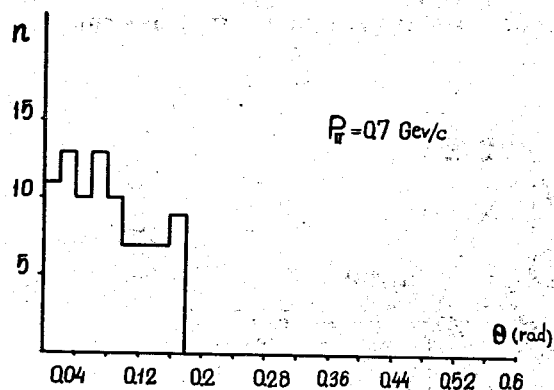


Рис. 3. Эффективность  $n(\theta)$  поверхности  $X_1$  /рис. 2/ для частиц, вылетающих из мишени с импульсом  $p = 0,5$  и  $0,7$  ГэВ/с.

Чтобы показать некоторые особенности этого спектрометра, мы взяли идеальный случай: точечная мишень находится в прямолинейном промежутке ускорителя на расстоянии  $X_0$  от начала квадранта /рис. 1/, рассеяние и поглощение рожденных частиц отсутствуют. При максимальном поле в ускорителе /12620 Гс/ импульс протонного пучка составляет 10,57 ГэВ/с.

Разыграны случаи по импульсу вылета  $p_{\min} \leq p \leq p_{\max}$  по  $\cos \theta_{\max} \leq \cos \theta \leq 1$  и углу  $0 \leq \phi \leq 2\pi$ . Начальные горизонтальные и вертикальные углы будут равны

$$\alpha_{0\parallel} = -\operatorname{atan}(\tan \theta \cdot \cos \theta), \quad /3/$$

$$\alpha_{0\perp} = \operatorname{atan}(\tan \theta \cdot \sin \theta).$$

1. Детектор имеет одну чувствительную поверхность длиной  $X' \approx 57$  см и шириной  $2z'$  /рис. 2,  $R_1 = 2680$  см/. На рис. 3 представлен график зависимости эффективности  $\epsilon(\theta)$  от угла  $\theta$  для заданного импульса  $p$ .

$$\epsilon(\theta) = 2\pi(1 - \cos \theta_{\max}) \frac{n(\theta)}{N} = \kappa n(\theta), \quad /4/$$

где  $N$  - число разыгранных случаев,  $n$  - число пионов, попавших на поверхность детектора,  $\kappa = 0,93 \cdot 10^{-4}$  ср.

Для больших импульсов /0,7 - 0,8 ГэВ/с/ интервал углов по  $\theta$  довольно мал, но это не важно, поскольку очень трудно измерить выход под большими углами для таких импульсов.

На рис. 4 приведены полярные диаграммы / $p_\pi = 0,6$ /, где длина вектора равна  $\theta$ , в мр.

2. Предположим, что детектор состоит из двух чувствительных поверхностей, находящихся друг от друга на расстоянии  $y'$  /рис. 2/. Чтобы определить набор величин /1/, а следовательно /2/, достаточно разделить чувствительные поверхности детектора на маленькие участки с шириной  $\Delta X'$ . Обозначим каждый участок своим номером: K1 для верхней поверхности, K2 - для нижней. Принимаются в расчет частицы с импульсом  $p$ ,

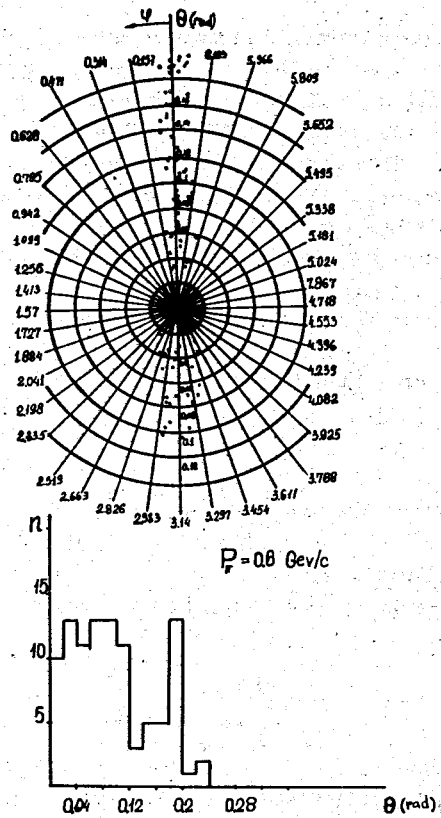


Рис. 4. Эффективность поверхности  $X_1$  /рис. 2/ для импульса  $0,6 \text{ ГэВ/с}$ .

проходящие через пару участков  $K_1$  и  $K_2$ . На рис. 5 приведены графики светимости  $\Delta\Omega\Delta p$ , среднего импульса и среднего угла вылета из мишени для нескольких пар  $K_1, K_2$ :  $K_1 = 11, 12$  и  $K_2$  такие, какие получаются по кинематике:

$$\Delta\Omega\Delta p = \kappa_1 n_1,$$

$$\kappa_1 = 3,45 \cdot 10^{-6} \text{ ср. ГэВ/с.} \quad /5/$$

Можно получить достаточно хорошее разрешение по импульсу и по  $\theta$  и соответственно светимость и выход

вторичных частиц. Картина меняется, если меняется магнитное поле ускорителя и соответственно импульс первичных протонов.

### Б. О возможности измерения выхода вторичных частиц "назад"

Описанный спектрометр удовлетворяет требованиям измерения выхода так называемого кумулятивного мезообразования в антилабораторной системе /3,4/.

Кинематические пределы для импульсов пионов, летящих "назад", в реакции

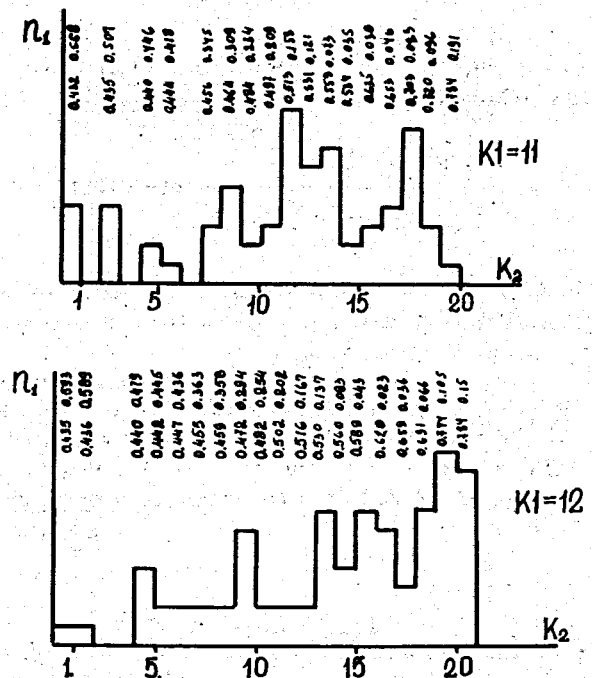
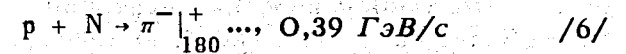


Рис. 5. Светимости, средние импульсы и углы, определяемые парой детекторов /рис. 2/.

при импульсе первичных протонов 10 ГэВ/с.  
В реакции



максимальный импульс пионов - около 0,78 ГэВ/с.  
В этом интервале можно измерить кумулятивный выход.

При импульсе протонов 10,57 ГэВ/с детектор облучается только кумулятивными мезонами /реакция /7//. Обычные мезоны /реакция /6// по геометрии опыта вообще не попадают в детектор.

Мы определили число кумулятивных мезонов, облучающих детектор, предлагая подобие спектра кумулятивных мезонообразований ускоренного ядра дейтрона и спектра  $\pi^-$ -мезонов ускоренных протонов /4/.

Отношение соответствующих выходов равно константе  $a$ ,

$$a \approx 0,06. \quad /8/$$

Использовалась эмпирическая спектральная функция /4/ для выхода  $\pi^-$ -мезонов:

$$\rho(x, p_{\perp}) = 0,92 \cdot \frac{\exp(-3,9x) (1-x)^{0,69}}{1 + \exp((x-0,65)/0,083)} \exp(-6,12(p_{\perp} - p_{\perp} x + p_{\perp}^2 x^2)),$$

/9/

где  $x = p_{\parallel}^* / p_{\max}^*$ ,  $p^*$  - импульс  $\pi^-$ -мезона в с.ц.м.,  $p_{\max}^*$  - максимальный импульс  $\pi^-$ -мезона в с.ц.м.,  $p_{\perp}$  - поперечный импульс  $\pi^-$ -мезонов.

При учете /8/ выражение выхода кумулятивных мезонов "назад" для реакции /7/ будет иметь вид:

$$f(\vec{p}_{\pi}, p_0) = \frac{d^2 \sigma}{d\Omega dp} (p+d \rightarrow \pi^- |_{180^\circ} \dots) \approx a \sigma_{NN} \frac{p_{\pi}^2}{\sqrt{p_{\pi}^2 + \mu^2}} \rho(x, p_{\perp}),$$

/10/

где  $\sigma_{NN}$  - полное сечение взаимодействия нуклон-нуклон,  $p_{\pi}$  - импульс пиона в л.с. /"назад"/,  $\mu$  - масса пиона.

## В. Детекторы

В качестве детекторов можно использовать пропорциональные камеры, телескоп с полупроводниковым слоем и т.д.

В связи с трудностями, обусловленными установкой электронной аппаратуры вблизи камеры ускорителя /из-за сильно меняющегося магнитного поля/, нам казалось интересным использовать в качестве детектора фотоэмульсию и уточнить условия работы: радиационный фон, отношение фон-эффект для разных мишеней, точность определения импульса и углов вылета, точность определения светимости, а также оценку кумулятивного мезообразования под разными углами вылета.

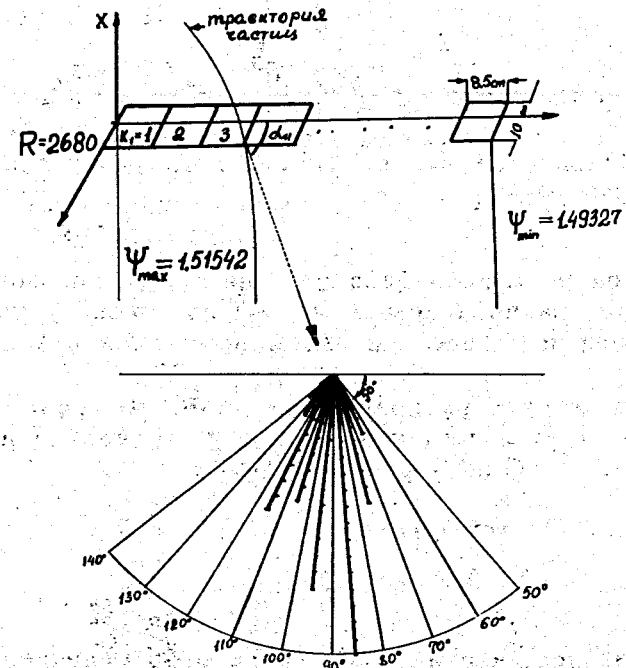


Рис. 6. Расположение эмульсионных детекторов. Внизу дано распределение по горизонтальному углу ( $\alpha_{\parallel}$ ) для 3-ей стопки.

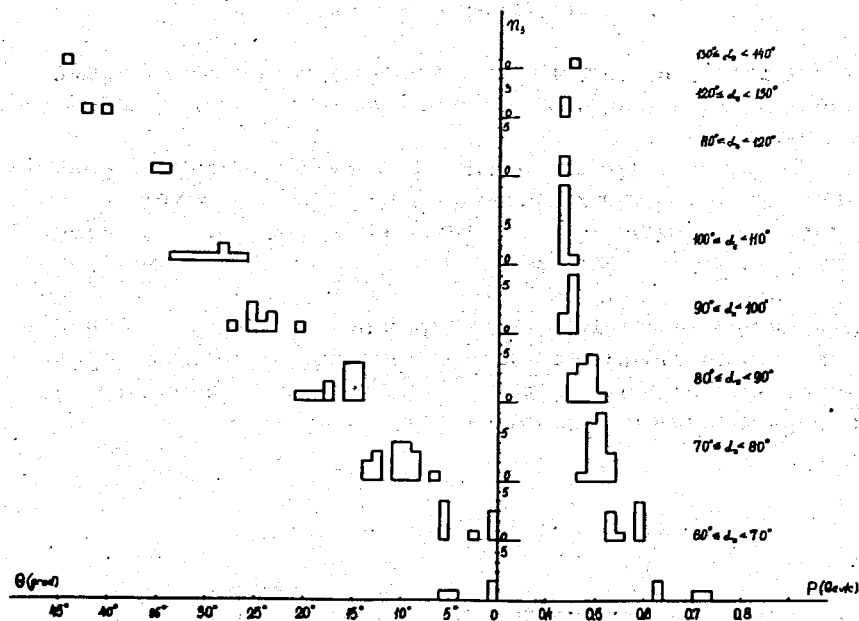


Рис. 7. Распределение по углу  $\theta$  и импульсу  $p$  для 3-ей стопки /рис. 6/.

Все расчеты производились для случая с применением 7 стопок, располагаемых на выходе окна ускорителя на радиусе  $R = 2680$  см /размеры стопок показаны на рис. 6/.

Имея в виду распределение /10/, мы разыгрывали случаи вылета  $\pi$ -мезонов "назад" для интервалов:

$$0,35 \leq p \leq 0,8 \text{ ГэВ/с,}$$

$$\cos 45^\circ \leq \cos \theta \leq 1,$$

$$0 \leq \phi \leq 2\pi.$$

/11/

Оказалось, что имеется всего 57650 случаев, которые соответствуют распределению /10/. Построены распределения для каждой стопки по углу вылета  $\theta$ , импульсу  $p$  и углу попадания в эмульсию  $\alpha_{||}$  /рис. 6/.

На рис. 7 приведено распределение для 3-ей стопки, из которого видно, что в таких широких пределах на гистограммах случаи хорошо различаются по импульсу и по  $\theta$ .

Если иметь в виду, что фоновые частицы имеют другое распределение по  $\alpha_{||}$ , постановка такого эксперимента вполне реальна.

Расчет позволил также оценить число кумулятивных  $\pi$ -мезонов, облучающих  $1 \text{ см}^2$  эмульсии по формуле

$$n_k = N_k \frac{N}{N'_\pi s}, \quad /12/$$

где  $k$  - номер стопок,  $N_k$  - число  $\pi$ -мезонов, проходящих через стопки  $K$ ,  $N'_\pi$  - число  $\pi$ -мезонов, рожденных на мишени при взаимодействии с ней протонов ( $N_p$ ),

$$N'_\pi = \frac{N_p}{\sigma_{NN}} \int \frac{d^2\sigma}{d\Omega dp} (p + d \rightarrow \pi^- | +, \dots) d\Omega dp,$$

$N'_\pi$  - число разыгрываемых  $\pi$ -мезонов,  $s$  - поверхность одной стопки.

В таблице приведены данные для  $N_p \approx 10^{12}$  /на 100 циклов/ и величина  $n_k$ .

Предположим, что на выходе окна ускорителя поставлен полупроводниковый телескоп с размерами счетчика  $2 \times 10 \text{ см}^2$ .

На рис. 8 дано распределение по импульсу и углам вылета  $\theta$  и  $\phi$  для одного конкретного случая.

Видно, что разрешения вполне удовлетворительны.

Используя тонкие детекторы, можно сделать счетчики с разрешающим временем  $10^{-7} - 10^{-8}$  сек. Телескоп из трех счетчиков, включенных на совпадение, хорошо разделит частицы по импульсу /рис. 8/. С его помощью можно запускать толстый полупроводниковый детектор с разрешающим временем  $10^{-4}$  сек. В этом случае есть возможность разделять частицы и по энергии.

Если считать, что фон в 10 раз больше, чем эффект



Таблица

Номер стопок К	1	2	3	4	5	6	7
$n_k$	$4 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^3$	$2,4 \cdot 10^3$	$2,1 \cdot 10^3$	$2 \cdot 10^3$	$1,5 \cdot 10^3$	$1,1 \cdot 10^3$

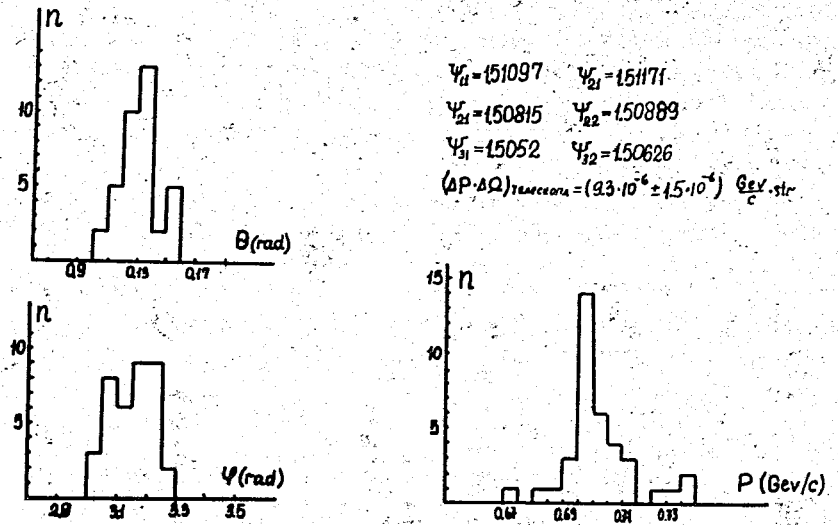


Рис. 8. Распределение телескопа из трех полупроводниковых детекторов на выходе из первого окна ускорителя. Соответствующие радиусы:  $R_1 = 2680$  см,  $R_2 = 2665$  см,  $R_3 = 2640$  см; соответствующие азимуты на рисунке /ширина каждого детектора  $\approx 2$  см/.

/см. таблицу/, а длительность сброса пучка на мишень с эффективностью взаимодействия 0,1 равна  $t = 0,4$  сек, каждый детектор будет загружен:

$$N_{\text{фон}} \approx \frac{10 n_k S}{100 t} \approx 10^4 \text{ частиц/сек};$$

полезных частиц будет:

$$N_{\text{пол}} \leq 10^3 \text{ частиц/сек.}$$

Нам кажется, что самым подходящим детектором могут быть пропорциональные камеры /см. раздел А2, рис. 2 и рис. 5/.

Три камеры /в крайнем случае две/ с размерами 60 - 100 см длиной, 10 - 20 см шириной, с шагом между проволочками 2 - 3 мм и разрешающим временем

для одной проволоочки 50 - 100 мсек вполне удовлетворяют требованиям эксперимента по измерению выхода кумулятивного мезообразования с точностью, которая определяется только магнитным полем в ускорителе и размерами мишени.

Как показано на рис. 2, в этих камерах проволоки натянуты параллельно на расстоянии 20 - 30 см друг от друга.

При проведении эксперимента легко обеспечить связь с ЭВМ и записывать на ленту те совпадающие случаи, которые удовлетворяют некоторым кинематическим требованиям.

#### *Литература*

1. Е.А. Дементьев, И.Б. Иссинский, Е.М. Кириллова, К.П. Мызников, М.Полак, Ф.Хованец. Препринт ОИЯИ, Р-2828, Дубна, 1966.
2. Е.М. Кулакова, Е.П. Мызников, Л.А. Смирнова, Б.В. Фелоктистов. Препринт ОИЯИ, Р-2880, Дубна, 1966.
3. А.М. Балдин, Н.Гиордзнеску, В.Н. Зубарев, А.В. Кириллов, В.А. Кузнецов, Н.С. Мороз, В.Б. Радоманов, В.Н. Рамжин, В.А. Свиридов, В.С. Ставинский, М.И. Яцута. Препринт ОИЯИ, Р1-5819, Дубна, 1971.
4. А.М. Балдин, С.Б. Герасимов, Н.Гиордзнеску, В.Н. Зубарев, Д.К. Иванова, А.Д. Кириллов, В.А. Кузнецов, Н.С. Мороз, В.Б. Радоманов, В.Н. Рамжин, В.С. Ставинский, М.И. Яцута. Кумулятивное мезообразование. ЯФ, 18, 79 /1973/.

*Рукопись поступила в издательский отдел  
4 января 1974 года.*